PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 7. 1. Januar 1903. 4. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 8 am 7. Januar 1903.

INHALT.

Originalmitteilungen:

P. G. Nutting, Über ein neues Interferenz-Photometer und über das Reflexionsvermögen von Selenium, Cyanin und Glas für ultraviolette Strahlen. S. 201.

E. Aschkinass, Temperaturänderungen im magnetischen Felde. S. 206.

J. Kossonogoff, Über optische Resonanz. S. 208.

C. D. Child, Elektrische Entladung an heisser Kohle. S. 210.

A. B. Plowman, Über den Pflanzenwuchs in ionisiertem Boden. S. 210.

L. Finzi, Untersuchung über das Selbsterregen der dynamo-elektrischen Maschinen. I. Teil. S. 212.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

L. Rellstab, Pupins Untersuchungen über die telephonische Übertragung. S. 217.

Eingegangene Schriften. S. 223.

Personalien. S. 224.

Berichtigungen. S. 224.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über ein neues Interferenz-Photometer und über das Reflektionsvermögen von Selenium, Cyanin und Glas für ultraviolette Strahlen.

Von P. G. Nutting.

Im Laufe der beiden letzten Jahre haben verschiedene Forscher die Frage des Reflexionsvermögens einzelner Substanzen für Strahlungen von kürzerer Wellenlänge in die Hand genommen. Glatzel[1]) untersuchte das Reflexionsvermögen von Silber, Eisen, Nickel, Kupfer und einigen Legierungen. Seine Methode bestand in der Reflexion zweier Lichtbüschel, von denen das eine von einem bekannten Normalspiegel, das andere von dem zu untersuchenden Spiegel kam, an den beiden Hälften eines Doppelspaltes; die Breite der einen Spalthälfte wurde so lange abgepasst, bis das von beiden Hälften kommende Licht denselben photographischen Eindruck hinterliess. Sein Normalspiegel war aus Brandes-Schunemannscher Legierung und das Reflexionsvermögen desselben wurde nach den beobachteten Werten für das sichtbare Spektrum extrapoliert und im Ultraviolett als konstant betrachtet.

Verfasser[2]) beobachtete das Reflexionsvermögen einer Anzahl Metalle und organischer Flüssigkeiten, indem er die Expositionszeit feststellte, die erforderlich war, um dem von diesen Substanzen reflektierten Spektrum dieselbe photographische Intensität wie dem an Quarz reflektierten Spektrum zu geben, wobei das Reflexionsvermögen des Quarzes aus seinen bekannten Brechungsindices berechnet wurde. Doch waren diese Arbeiten nur von geringem quantitativem Werte, weswegen es wünschenswert erschien, die Untersuchungen mit einer genauen photometrischen Methode zu wiederholen.

1) Glatzel, diese Zeitschr. **2**, 173, 1900.
2) P. G. Nutting, Physical Review **13**, 193, 1901.

Das photographische Polarisations-Photometer.

Drei Verbesserungen in Bezug auf die Genauigkeit photometrischer Methoden hat man in der neueren Zeit zu verzeichnen gehabt. Wild[1]) polarisierte die beiden Strahlenbündel, deren Intensitäten gleichzumachen waren, in aufeinander senkrechten Richtungen und brachte sie dann in einem Quarzkeil-Polariskop zum Übergreifen. Auf diese Weise sind die beiden photometrischen Felder in enge Streifen geteilt, die abwechselnd liegen, und ist das Auge imstande, weit geringere Unterschiede festzustellen, als bei einem gewöhnlichen Photometer.

Simon[2]) liess die beiden Strahlenbüschel, deren Lichtstärke zu vergleichen war, auf die beiden Hälften eines Doppelspaltes fallen und schob eine photographische Platte langsam an dem Spalt vorbei, dessen Breite allmählich variiert wurde. Die so auf der Platte erzeugten Streifen zeigten an einem Punkte gleiche Intensität, und aus den relativen Breiten der beiden Spalthälften an dieser Stelle konnten die relativen Lichtstärken der beiden Strahlenbüschel berechnet werden. Man erzielt so durch Anwendung der Photographie eine Art der Interpolation, wie sie bei direkter Beobachtung mit dem Auge unmöglich erreicht werden kann.

In vorliegender Untersuchung, die im physikalischen Institut der Universität Göttingen ausgeführt worden ist, wurde nach dem Vorschlage von Herrn Prof. Voigt die Photographie mit einer der Wildschen einigermassen ähnlichen Methode kombiniert.

Eine Linse L_1 giebt im Punkte W ein Bild des Spaltes S, wenn monochromatisches Licht von einem Quarz-Spektrometer benutzt wird.

1) Wild, Pogg. Ann. **118**, 193, 1863.
2) H. Th. Simon, Wied. Ann. **59**, 91, 1896.

Der grosse Kalkspat-Krystall C teilt das Lichtbüschel in zwei zu der (horizontalen) Ebene des Apparates parallel und senkrecht polarisierte Teile. Die beiden Strahlen werden an den beiden Spiegeln M_0 und M mit annähernd normaler Incidenz reflektiert. Die beiden Spiegel sind leicht gegeneinander geneigt, so dass die beiden Strahlen sich im Mittelpunkt des Keilpaares W kreuzen, divergent ihren Weg fortsetzen, durch den Nicol F hindurchgehen, und durch die Linse L_2 wieder zusammengebracht und auf die photographische Platte P geworfen werden. Auf der Platte entstehen zwei übereinander gelagerte Spaltbilder, die beide von Interferenzstreifen gekreuzt werden, welche durch das Keilpaar W hervorgerufen sind. Ein durchbohrter Schirm, der vor dem Krystall C aufgestellt ist, bewirkt, dass die beiden Strahlenbüschel an den Spiegeln nicht übergreifen. Die Entfernung SL_1 wird klein und $L_1 W$ gross gemacht, so dass das Licht zwischen L_1 und W ein Bündel von sehr angenähert parallelen Strahlen darstellt. Die ganze Entfernung $L_1 M W$ beträgt etwa 200 cm. Der grosse Krystall C ist etwa 60 mm dick, so dass für gelbes Licht die Trennung der beiden Strahlen etwa 7 mm ausmacht. Der Einfallswinkel an den Spiegeln beträgt „weniger“ als drei Grad, so dass die von ebenen Metallspiegeln hervorgerufene Drehung ganz zu vernachlässigen ist. Die beiden Spiegel sind gegeneinander in einem Winkel von etwa dreissig Minuten geneigt. Die benutzte Spaltöffnung beträgt etwa 0,2 zu 1,0 Millimeter, und die Lichtbüschel an den Spiegeln nur etwa 3 zu 10 Millimeter, so dass sehr kleine Spiegel benutzt werden können. Diese Spiegel müssen jedoch gute optische Flächen haben, da sonst die Bilder in W und P nicht gleichmässig hell sind. Die Phasenkeile W wurden von der Firma Steeg & Reuter in Homburg eigens so zugeschnitten, dass die Kanten der Keile Winkel von 45° mit der optischen Achse des Quarzes machten. Solche Keile kann man mit der einen Seite parallel zur Polarisationsebene des benutzten Lichtes stellen und wird doch zur Keilkante parallele Streifen erhalten. Die Keile wurden anstatt mit Kanadabalsam mit Glycerin zusammengesetzt, um die Absorption im Ultravioletten zu verkleinern. Die Spiegel wurden wie Fresnelsche Spiegel auf einer besonders konstruierten Messingtafel befestigt. Letztere war so eingerichtet, dass die beiden Spiegel leicht durch Umdrehen des ganzen Halters ausgetauscht werden konnten, ohne dass darum die Einstellungen gestört wurden.

Fig. 1.

Nun giebt jeder der beiden Strahlen in P ein mit horizontalen hellen und dunklen Streifen erfülltes Bild; da jedoch ihre Polarisationsebenen ein um 90° verschiedenes Azimut haben, wenn die Strahlen in das Keilpaar treten, so überdecken die hellen Streifen im Bilde, die von dem einen Strahl gegeben werden, gerade die dunklen vom anderen Strahl herrührenden Streifen. Wenn die beiden Strahlen von gleicher Intensität sind, verschwinden die Streifen gänzlich von dem resultierenden Bilde. Ihre relative Intensität kann abgeändert werden, indem man einen Glanschen Nicol G, der sich auf dem Wege des Strahles befindet, bevor er in den grossen Krystall eintritt, eine Rotationsbewegung ausführen lässt. Wenn nun das Reflexionsvermögen des einen Spiegels bekannt ist, kann man das Reflexionsvermögen des anderen aus der Drehung des Nicols G aus der Nullstellung berechnen. Der Spiegel mit bekanntem Reflexionsvermögen war aus Quarz; seine parallelen Flächen waren parallel zur optischen Achse, so dass man sein Reflexionsvermögen aus den Brechungsindices vermittelst der Franz Neumannschen Formeln berechnen konnte. Die betreffenden Berechnungsindices sind von Sarasin, Simon und Trommsdorff sehr genau bestimmt worden.

Bei der Anwendung macht man mit dem rotierbaren Nicol in einer Stellung, bei der die Streifen annähernd verschwinden, eine Aufnahme, verschiebt dann die Platte einige Millimeter, dreht den Nicol etwa um einen Grad, nimmt eine zweite Aufnahme vor und wiederholt dieses, bis man vielleicht sechs solche Aufnahmen nebeneinander auf derselben Platte hat. Unter diesen sechs wird vielleicht eine sein, die keine Spur von Streifen zeigt; sonst kann man eine Zwischenstellung bestimmen, bei der keine solchen auftreten würden. Die faktische mittlere Empfindlichkeit betrug meistens ein Tausendstel für die Differenz der relativen Intensität der beiden Strahlen von der Einheit. Wenn alle Teile des Instruments für den Zweck eigens hergestellt wären, müsste diese Photometerform mit Leichtigkeit noch weit genauere Resultate liefern, so dass sie vielleicht das genaueste von allen Photometern wäre, die man kennt.

Aus verschiedenen Gründen, besonders wegen der Reflexion an den einzelnen Krystallflächen, erfahren beide Strahlen noch andere ungleiche Verluste als die an den Spiegeln. Es sei K das Verhältnis der Korrektionsfaktoren für die beiden Strahlen. Dann haben wir zur Berechnung des unbekannten Reflexionsvermögens

$$R = R_0\, K\, tg^2 \varphi,$$

wo φ der Winkel ist, um den man den Aus-

gleichnicol G aus seiner Nullstellung dreht. Wenn man die Spiegel vertauscht und eine neue Ablesung vornimmt, so hat man

$$R_0 = R\,K\,tg^2\,\varphi',$$

und bei Elimination des unbekannten Korrektionsfaktors-K,

$$R = R_0\,tg\,\varphi\,cot\,S'.$$

Diese Methode des Austausches der Spiegel zwecks experimenteller Elimination aller Korrektionen wurde während des ganzen Verlaufes der Untersuchung in Anwendung gebracht.

Als Strahlungsquelle wurde eine Nernstlampe im sichtbaren, ein Aluminium-, Zink- oder Kadmiumfunken hingegen im ultravioletten Spektrum benutzt. Gewöhnlich wurden die Untersuchungen bis zur Aluminiumlinie bei 236 $\mu\mu$ ausgedehnt. Zwischen 230 und 200 $\mu\mu$ zeigt Kalkspat starken Dichroismus. Für den ordinären Strahl ist die Absorption jenseits von 220 $\mu\mu$ so gut wie vollständig, für den extraordinären jenseits von 195 $\mu\mu$; die Absorption setzt jedoch sehr allmählich und nicht so plötzlich ein, wie dies bei Glas der Fall ist. Die nötige Belichtungsdauer variierte zwischen zehn Sekunden und zehn Minuten, je nach der Lichtstärke der betreffenden Spektrallinie und nach dem Reflexionsvermögen des untersuchten Spiegels.[1])

Messungen.

Die ersten Bestimmungen eines Reflexionsvermögens wurden an einem von Zeiss hergestellten Stahlspiegel angestellt. Die Ergebnisse sind in der Zahlentabelle sowie auf der ersten beigefügten Kurventafel (Fig. 2) wiedergegeben. Zwischen 309 und 324 $\mu\mu$ zeigt die Kurve einen ausgeprägten Knick, während sonst das Reflexionsvermögen ganz regelmässig von 56 Prozent im Gelb bis auf 33 Prozent bei 257 $\mu\mu$ sinkt. Hagen und Rubens haben das Reflexionsvermögen von Stahl und einer Anzahl andrer Metalle sowohl im Ultraviolett und Ultrarot[2]) als im sichtbaren Spektrum[3]) bestimmt, und da ihre Arbeit über das Ultraviolett ungefähr zu gleicher Zeit mit der Ausführung obiger Bestimmungen an Stahl erschien, wandte Verfasser seine Aufmerksamkeit den Nichtmetallen zu, die für gewisse Wellenlängen metallische Absorption besitzen.

Reflexionsvermögen von Stahl.

Wellenlänge	589	534	470	410	361
Reflexionsverm.	0,559	0,554	0,540	0,520	0,488
Wellenlänge	334	309	274	257	
Reflexionsverm.	0,437	0,430	0,353	0,333	

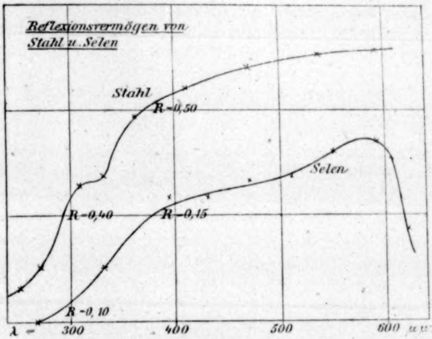

Fig. 2.

Selenium. In Bezug auf zahlreiche physikalische Eigenschaften nimmt Selenium eine Mittelstellung zwischen Metallen und Nichtmetallen ein. Besonders interessant ist es in seinen optischen Eigenschaften. Sein starkes, langsam variierendes Absorptionsvermögen im sichtbaren Spektrum und im Ultraviolett, sowie sein bedeutendes Reflexionsvermögen würden seine Zugehörigkeit zu den Metallen nahe legen, während seine Durchsichtigkeit über ein so weites Bereich im Ultrarot ganz ebenso charakteristisch für ein Nichtmetall ist. Die Brechungs- und Absorptionskoeffizienten sind im sichtbaren Spektrum von Quincke[1]) bestimmt worden, während Cornu[2]) und Wood[3]) dieselben für das sichtbare und ultraviolette Bereich untersucht haben.

Ausgezeichnete Seleniumspiegel wurden durch Schmelzen auf matt geschliffenem Glase erzielt; man deckte Spiegelglas darüber und nahm nach dem Erkalten diese Platte fort. Das beobachtete Reflexionsvermögen nimmt plötzlich von einem niedrigen Werte im Rot bis zu einem Maximum im Gelb zu, nimmt ein wenig gegen Violett ab, und im Ultravioletten setzt sich diese Abnahme schneller fort. Diese Ergebnisse sind mit den Woodschen nicht im Einklange. Wenn wir das Reflexionsvermögen aus seinen Brechungs-

1) Die beschriebene Anordnung gestattet noch eine andere Anwendung, die gewisse Vorteile besitzt und deshalb hier erwähnt werden mag. Lässt man auf den Spalt S ein kontinuierliches Farbengemisch, z. B. weisses Licht auffallen und nimmt die spektrale Zerlegung erst jenseits des Doppelkeiles W vor, so erhält man auf der photographischen Platte P ein Spektrum, das von horizontalen Interferenzstreifen durchzogen ist. Diese Streifen verschwinden bei Drehung des Nicols G für wechselnde Farben. Ist das Spektrum mit Hilfe bekannter Wellenlängen graduiert, so kann man die jeder Nicolstellung entsprechenden Wellenlängen verschwindender Streifen unmittelbar ablesen. Diese Methode vermeidet die oben geschilderte Interpolation aus einer Anzahl bei verschiedenen Nicolstellungen erhaltenen Photogrammen.

2) Hagen und Rubens, Ann. d. Phys. **8**, 1—21, 1902.

3) Hagen und Rubens, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **19**, 305, 1899.

1) Quincke, Wied. Ann., Jubelband, S. 336, 1874.

2) Cornu, Compt. Rend. **108**, 917 u. 1211, 1889.

3) Wood, Phil. Mag. (6), **3**, 607, Juni 1902.

und Absorptionskoeffizienten vermittelst der bekannten Reflexionsformel

$$R = \frac{n^2(1+k^2)+1-2n}{n^2(1+k^2)+1+2n} \qquad 1)$$

berechnen, erhalten wir eine Kurve, die schnell von Gelb nach Violett hin und langsamer im Ultravioletten ansteigt. Cornu beobachtete nur bei drei Wellenlängen: 721, 439 und 280 $\mu\mu$; aber die Werte des Reflexionsvermögens, die man aus seinen Werten für Hauptincidenz und Ellipticität berechnen kann, stimmen in roher Annäherung mit den hier beobachteten überein.

Reflexionsvermögen des Seleniums.

Wellenlänge .	620	605	589	550	510
Reflexionsverm.	0,1434	0,1763	0,1834	0,1801	0,1685
Wellenlänge .	410	430	395	334	214
Reflexionsverm.	0,1667	0,1583	0,1584	0,1265	0,0998

Nur die letzten Ziffern der angegebenen Werte für das Reflexionsvermögen sind als unsicher zu betrachten, was Versuchsfehler anbelangt. Es ist dies die genaueste mit dem Spektrometer ausgeführte Untersuchung; man ersieht daraus, wie gute Resultate man damit bei sorgfältiger Einstellung und beim Arbeiten mit Substanzen von genügendem Reflexionsvermögen erzielen kann.

Cyanin. Mit seiner starken, eng begrenzten Absorption im Gelb ist Cyanin eine ideale Substanz für die Untersuchung der anomalen Dispersion fester Körper. Seine Brechung und sein Absorptionsvermögen sind von Pflüger[1]), sein Brechungsvermögen von Wood und Magnusson[2]) untersucht worden.

Das benutzte Cyanin war das Diamyliodid $C_{29}H_{35}N_2J$, das von Kahlbaum geliefert wurde und in Alkohol sehr leicht, in Wasser jedoch nur ganz wenig löslich ist. Durch Giessen unter Schutz vor Verbrennen und Verunreinigungen erhält man leicht vorzügliche Spiegel. Geschmolzenes Cyanin scheint ein ausgezeichnetes Lösemittel für Fett und andere organische Substanzen zu sein und bedarf sorgfältigster Behandlung, wenn es rein gehalten werden soll. Das Reflexionsvermögen steigt im Rot an, erreicht im Gelb ein Maximum von etwa 14 Prozent, sinkt im Grün auf 1,26 Prozent und steigt hierauf allmählich bis auf einen im Ultraviolett annähernd konstanten Wert von 6,8 Prozent. Die aus Wood und Magnussons Brechungskoeffizienten und Pflügers Absorptionskoeffizienten mit Formel (1) berechnete Kurve für das Reflexionsvermögen stimmt mit der beobachteten in ihrer Form genau überein. Ich benutzte die beobachteten Werte für das Reflexionsvermögen und die von Wood und Magnusson bestimmten Brechungskoeffizienten und gebe die so berechneten Absorptionskoeffizienten in der folgenden Tabelle wieder:

Optische Konstanten des Cyanins.

Wellenlänge	Reflexionsvermögen R frisch	R' belichtet	n (W. & M.)	k (ber.)
630	0,1346	—	2,325	
610	0,1422	—	2,120	0,192
589	0,1331	0,0625	1,660	0,555
560	0,1050	—	1,250	0,954
540	0,0781	—	1,125	0,538
520	0,0221	—	1,130	0,257
500	0,0126	0,0614	1,255	0,070
475	0,0204	—	1,400	0,00
450	0,0342	0,0657	1,490	
425	—	0,0748	1,538	
395	0,0568	0,078	1,573	
358	0,0660	—		
334	0,0694	0,069		
309	0,0677	—		
274	0,0677	0,065		

In der folgenden Kurventafel sind die Kurven für R und R' diejenigen für n und k punktiert resp. gestrichelt eingetragen.

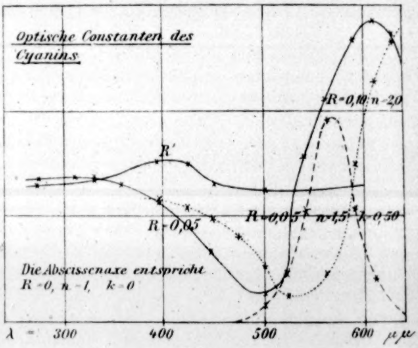

Fig. 3.

Wenn man das Cyanin dem Lichte aussetzt, treten grosse Änderungen des Reflexionsvermögens und anderer optischer Konstanten im sichtbaren Spektrum ein. Frisch geschmolzenes Cyanin ist von tief messinggelber Farbe; bei Belichtung von einigen Minuten an direktem Sonnenlicht oder von einer Stunde am diffusen Licht eines wolkigen Tages nimmt es eine ausgeprägt pflaumenartige Farbe an. Bei zehnmal solange dauernder Belichtung derselben Art nimmt es eine schwarzblaue Stahlfarbe an und sieht wie Selenium aus.

Diese Veränderung kommt nicht von der Wärmewirkung der absorbierten Strahlung, da ein Stück frisches Cyanin, das man warm im Dunkeln hält, keine Spur von Veränderung zeigt. Andrerseits nimmt ein dünner Cyaninüberzug auf poliertem Glase, den man dem Lichte aussetzt, bis er schön gefärbt ist, beim Wiedereinschmelzen seine Messingfarbe wieder

1) Pflüger, Wied. Ann. 65, 173, 1898.
2) Wood and Magnusson, Phil. Mag. (6), 1, 36, 1901.

an. Ein Versuch, das Spektrum einer Nernstlampe auf einem Cyaninspiegel zu photographieren (Belichtungszeit 12 Stunden), zeigte, dass die Wirkung im Gelb stark, im anliegenden Rot und Grün jedoch schwach ist. Keine Spur von Veränderung konnte im übrigen Teil des sichtbaren sowie im ultravioletten Spektrum wahrgenommen werden. Die Kurve für das Reflexionsvermögen des belichteten Cyanins zeigte deutlich, dass bedeutende Veränderungen stattgefunden hatten. Anstatt eines im Gelb 14 Prozent und im Grün 1,26 Prozent betragenden Reflexionsvermögens haben wir ein fast konstantes Reflexionsvermögen von 6,5 Prozent in beiden Bereichen; dasselbe ist fast genau dasselbe wie das konstante Reflexionsvermögen im Ultraviolett. Die starke, charakteristische, anomale Dispersion des Cyanins ist völlig verschwunden. Wenn wir die starke Absorption für gelbes Licht auf Rechnung von Resonanz setzen, wie die anomale Dispersion es nahe legt, so besteht die Wirkung des Lichtes in Abschwächung oder Zerstörung dieser Resonanz; durch Erwärmen wird sie wieder hergestellt. Die Wirkung dieses Verlustes des Resonanzvermögens auf die Absorptions- und Brechungsindices ist ganz ausserordentlich. Zum Beispiel können wir bei 500 $\mu\mu$, wo die Absorption so gering ist, den Brechungsindex direkt aus dem Reflexionsvermögen berechnen; durch Belichtung wächst der Brechungsindex von 1,25 auf 1,66 an. Offenbar kann man keinerlei zuverlässige Untersuchung über die Dispersion des Cyanins anstellen, wenn das Prisma oder die dünne Schicht dem Tageslicht ausgesetzt ist. Andrerseits ist im Gelb bei etwa 580 $\mu\mu$ der Brechungsindex des belichteten mit dem des frischen Cyanins identisch. Hier hat wieder der Absorptionskoeffizient von 0,70 auf weniger als 0,07 abgenommen. Diese Veränderung der Absorption kann man leicht feststellen, wenn man eine Natriumflamme durch ein mit geschmolzenem Cyanin überzogenes Stück geschliffenes Glas ansieht. Durch frisches Cyanin hindurch ist die Flamme unsichtbar, während man sie durch belichtetes Cyanin deutlich erkennt.

Glas. Die Absorption gewöhnlichen Crown- und Flintglases ist im Ultravioletten sehr stark und beginnt sehr unvermittelt, so dass man in diesem Bereich Spuren von anomaler Dispersion erwarten möchte. Um festzustellen, ob das Reflexionsvermögen eine plötzliche Zunahme zeigt, und um den Absorptionsindex in diesem Bereich zu messen, wurden Proben von Jenaer Normalglas von Zeiss zur Verfügung gestellt, dank den freundlichen Bemühungen von Herrn Dr. Pulfrich und Herrn Prof. Voigt. Diese Proben waren O 2388 Fernrohr-Crown, O 2546 Baryt-Flint und S 228, ein neues Glas von hervorragend hohem Brechungsindex (1,9) und niedriger Dispersion. Die Brechungskoeffizienten der beiden ersten Sorten sind von Herrn H. Trommsdorff [1]) bis in das Absorptionsbereich bestimmt worden. Von jeder Sorte war eine dünne Platte (1,5 mm), eine dicke Platte (5 mm) und ein Keil vorhanden, dessen Winkel so gross war, dass nur die Reflexion an der ersten Fläche beobachtet wurde.

Bei einer planparallelen Platte beträgt die gesamte Reflexion an Vorder- und Hinterfläche zusammen

$$R = \frac{1 + T^2(1 - 2R)}{1 - R^2 T^2},$$

wo T das Durchlassvermögen der Platte ist, d. h. das Verhältnis des durchgelassenen zu dem einfallenden Lichte, ohne Korrektion in Bezug auf Verluste durch Reflexion. Dasselbe erfüllt die Beziehung

$$T = e^{-4\pi \frac{d}{\lambda} k}$$

zum Absorptionsindex, wobei d die Plattendicke und λ die Wellenlänge des benutzten Lichtes ist. In obenstehendem Ausdruck ist R das Reflexionsvermögen einer einzelnen Fläche; bei meinen Versuchen ist es das beobachtete Reflexionsvermögen des Keiles. Aus dem Reflexionsvermögen von Keil und Platte kann man dann den Absorptionsindex berechnen. Nach dieser Methode wurden die Absorptionsindices von Glas S 228 bestimmt und in der Tabelle wiedergegeben. Bei Crown- und Flintglas beginnt die Absorption so unvermittelt und war es so schwierig, eine Quelle zu erhalten, die ein hinreichend kontinuierliches Spektrum in diesem Bereich gegeben hätte, dass keine zuverlässigen Resultate erzielt werden konnten.

Reflexionsvermögen von Glas.

Wellenlänge	589	475	395	334
O 2338	0,0416	0,0422	0,0431	0,0448
O 2546	0,0537	0,0563	0,0586	0,0658

Wellenlänge	309	274	250
O 2338	0,0452	0,0467	—
O 2546	0,0694	0,0748	0,0783

Konstanten von S 228.

Wellenlänge	589	550	500	450
Refl.-Keil	0,0939	0,0930	0,0896	0,0888
Refl.-Platte	0,1718	0,1712	0,1681	0,1563
T	1.00	1.00	1.00	0.954
k	0.00	0.00	0.00	$117 \cdot 10^{-8}$

Wellenlänge	400	334	274
Refl.-Keil	0,0937	0,0948	0,0955
Refl.-Platte	0,1220	0,0950	—
T	0.604	0.031	—
K	$107 \cdot 10^{-7}$	$615 \cdot 10^{-7}$	< 0.001

Keine von den Kurven für das Reflexionsvermögen zeigt ein plötzliches Anwachsen des

1) Trommsdorff, Inaug.-Dissert., Jena 1901.

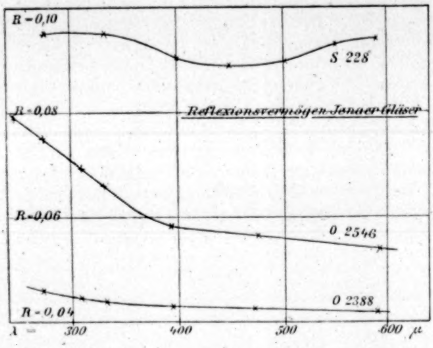

Fig. 4.

Reflexionsvermögens beim Beginn der Absorption. Der steile Teil der Absorptionskurve für *O* 2388 liegt zwischen 298 und 304 $\mu\mu$, für *O* 2546 zwischen 318 und 323 $\mu\mu$. Kein Zeichen anomaler Dispersion ist zu bemerken. Aus der Reflexionsformel (1) ersehen wir, dass K kleiner als 0,001 sein muss, so dass es das Reflexionsvermögen nicht merklich beeinflusst. Andrerseits absorbiert eine Platte von der geringen Dicke eines Millimeters 99 Prozent des einfallenden Lichtes bei dem kleinen Werte 0,0002 für k. Bei allen drei Glassorten liegt also k zwischen diesen Grenzen im Ultraviolett im Bereich des Beginns der Absorption.

Göttingen, Physikalisches Institut, Oktob. 1902.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 13. November 1902.)

Temperaturänderungen im magnetischen Felde.

Von E. Aschkinass.

In einem Anhange zu seiner Inauguraldissertation hat Herr Nernst eine Erscheinung beschrieben[1]), die sich in der Umgebung eines erhitzten Körpers unter dem Einfluss magnetischer Kräfte beobachten lässt. Er schildert das Phänomen mit folgenden Worten: „Wenn man einen Kupferstab mit seinem einen Ende konstant erhitzt, mit seinem anderen zwischen die Flachpole des Magnets hineinragen lässt, so beobachtet man, dass ringsherum (also in einer zu den Kraftlinien senkrechten Ebene) die Temperatur nach Erregung des Feldes ziemlich rasch sinkt, um schliesslich wieder einen stationären Stand anzunehmen. Nach Öffnen des magnetisierenden Stromes kehrt die frühere Temperaturverteilung zurück. Die Wirkung ist so deutlich, dass man sie bequem mit einem Thermometer beobachten kann; letzteres wurde zwischen den abgeplatteten Spitzpolen des Elektromagnets dem erhitzten Kupferstabe in einer Entfernung von 2—3 mm gegenübergestellt. Der Quecksilberfaden, welcher bei etwa 35^0 einen stationären Stand angenommen hatte, sank nach Erregung des Elektromagnets (H etwa 5000) um $2—3^0$ ...... Über und unter dem Kupferstabe (d. h. also, da der Magnet mit seiner Achse vertikal stand, in Richtung der Kraftlinien vor und hinter demselben) war, wie ich mit einem Thermoelement Kupfer-Neusilber konstatierte, die Wirkung nicht vorhanden ...... Es veschwindet somit nach Erregung des Feldes eine Wärmequantität zwischen den Polen; ich suchte lange nach einem Äquivalent für dieselbe, bis ich endlich fand, dass ausserhalb des Feldes zu beiden Seiten des Kupferstabes, und zwar wiederum in einer den Polflächen parallelen Ebene, die Temperatur nach Schliessen des magnetisierenden Stromes bedeutend ansteigt (ich beobachtete bis zu 5^0)." Diese Beobachtungen führten den Verfasser noch zu einer Anzahl weiterer Versuche; indessen gaben dieselben keinen Aufschluss über die Ursache des beschriebenen Phänomens.

Mir schien eine nähere Untersuchung dieser magnetischen Effekte von Interesse zu sein, indem ich mit der Möglichkeit rechnete, dass vielleicht Bewegungsänderungen elektrisch geladener Teilchen das Zustandekommen derselben bedingen könnten. Es ergab sich jedoch gar bald, dass jene Erscheinungen sich vollständig durch den Diamagnetismus der heissen Luft erklären lassen. Auch Herr Nernst bemerkt (loc. cit.), dass dieselben möglicherweise „in einer starken Veränderlichkeit der Magnetisierungszahl der Luft mit der Temperatur" ihre Ursache haben; doch scheint ihm mit dieser Erklärung der Umstand nicht vereinbar zu sein, „dass die Abkühlung und Erwärmung nur in einer den Polflächen durch den Stab parallel gelegten Ebene, nicht darüber oder darunter stattfindet."

Die von mir gewählte Versuchsanordnung schloss sich möglichst genau an die von Herrn Nernst benutzte an. Zumeist verwandte ich einen Kupferstab von 25 cm Länge und 6 mm Durchmesser; Material und Dimensionen des Stabes spielen übrigens keine wesentliche Rolle. Zur Felderzeugung diente ein Ruhmkorffscher Elektromagnet mit abgestutzten konischen Polschuhen, die gewöhnlich bis auf 1 cm einander genähert waren. Die Stromintensität betrug in der Regel 11 Ampère. Der Magnet wurde, wie bei den Nernstschen Versuchen, mit seiner Achse vertikal gestellt, der Kupferstab hori-

1) W. Nernst, Wied. Ann. **31**, 787, 1887; s. a. G. Wiedemann, Elektr., 4. Aufl. **3**, 1037, 1895.

zontal. Zur Temperaturbeobachtung diente ein dünnwandiges Thermometer mit kleinem Quecksilbergefäss oder ein feindrähtiges Thermoelement aus Kupfer-Konstantan.

Die Temperaturänderungen, die ich nun unter dem Einfluss des Magnetfeldes beobachten konnte, stimmten im grossen und ganzen — auch hinsichtlich ihrer Quantität — mit den von Herrn Nernst gemachten Angaben überein. Nur in einer Hinsicht ergab sich eine Abweichung: Die Effekte waren keineswegs auf eine „den Polflächen durch den Stab parallel gelegte Ebene" beschränkt, sondern traten auch oberhalb und unterhalb des Kupferstabes auf. Ja, oberhalb desselben waren sie sogar gerade am stärksten. Verfolgt man die Erscheinung in einer über dem erhitzten Körper horizontal (also der Äquatorialebene parallel) gelegenen Ebene, so beobachtet man mittels des Thermoelementes an Stellen hoher Feldintensität, d. h. an achsennahen Punkten, ein Sinken der Temperatur, sobald der magnetisierende Strom geschlossen wird; dagegen steigt die Temperatur an solchen Stellen, die von der Magnetachse hinreichend weit entfernt sind. Auch in Richtung der geradlinigen Verlängerung des Kupferstabes bewirkt die Erregung des Magneten ausserhalb des Feldes eine Temperaturzunahme.

Im Hinblick auf diese Versuchsergebnisse wird man nunmehr kein Bedenken tragen, die Ursache der Erscheinung in dem Einfluss der Temperatur auf das magnetische Verhalten der Luft zu erblicken. Faraday hat bereits vor mehr als 50 Jahren nachgewiesen[1]), dass die Magnetisierbarkeit der Luft (und einer Anzahl anderer Gase) mit steigender Temperatur abnimmt, so dass erwärmte Luft sich gegen solche von gewöhnlicher Temperatur als diamagnetisch erweist. Bläst man — in ähnlicher Weise, wie es von Faraday angegeben ist — Luft durch ein erhitztes Metallrohr, so dass dieselbe in vertikalem Strome zwischen den Polen des mit seiner Achse horizontal gestellten Elektromagneten aufsteigt, und stellt ein Thermometer einige Centimeter oberhalb der Rohrmündung in diesen Luftstrom hinein, so hat die Erregung des Feldes ein starkes Sinken der vom Thermometer angezeigten Temperatur zur Folge. Bei hohen Feldstärken, starker Erhitzung des Rohres und passender Regulierung der Strömungsgeschwindigkeit erreichen diese Temperaturverringerungen oft einen Betrag von über 100 Grad. Stellt man innerhalb der Äquatorialebene links und rechts neben das erste ein zweites und drittes Thermometer auf, so steigt in den letzteren beim Schliessen des magnetisierenden Stromes das Quecksilber in derselben rapiden Weise, als es in dem ersteren fällt: die heisse Luft teilt sich vollständig in zwei getrennte Ströme, in denen sie nach beiden Seiten aus dem Felde hinausgedrängt wird. (Umgekehrt wird ein heisser Sauerstoffstrom, der in einer Atmosphäre von gewöhnlicher Luft neben den Magnetpolen aufsteigt, in das Feld hineingezogen, da Sauerstoff auch bei hoher Temperatur noch gegen Luft magnetisch ist, vgl. Faraday, loc. cit.) Auch bei der Nernstschen Anordnung treten in der Umgebung des erhitzten Stabes warme Luftströme auf. Unter der Einwirkung des magnetischen Feldes müssen daher, gemäss jenen Faradayschen Versuchen, in der Nähe des Stabes Temperaturveränderungen auftreten in demselben Sinne, in welchem sie thatsächlich zu beobachten sind; und es ist einleuchtend, dass die Effekte oberhalb des Stabes am stärksten sein müssen.

Während für Luft, Sauerstoff, Leuchtgas etc. der Einfluss der Temperatur auf die Magnetisierungszahl sehr gross ist, konnte Faraday einen solchen für Stickstoff und Kohlensäure nicht feststellen.[1]) Wenn die soeben gegebene Erklärung der Nernstschen Beobachtungen zutreffend ist, so müssen daher die Temperaturänderungen in der Umgebung des erwärmten Stabes verschwinden, sobald sich derselbe in einer Atmosphäre von Stickstoff oder Kohlensäure befindet. Zur Prüfung dieser Konsequenz wurde zwischen die Spulen des Elektromagneten ein weites Messingrohr luftdicht festgekittet, in welches die Polschuhe hineinragten. Seitliche Ansatzröhren dienten dazu, dieses Gehäuse mit den verschiedenen Gasen zu füllen und den Kupferstab sowie das Thermoelement luftdicht hineinzuführen. Ein in der Rohrwand angebrachtes Fenster erlaubte, behufs Justierung der Anordnung in den Behälter hineinzuschauen; durch ein über den Kupferstab geschobenes Stück Glasrohr konnte eine zu starke Wärmeabgabe an die Rohrwand vermieden werden. Die Versuche lieferten in der That die erwarteten Resultate: die Temperaturveränderungen traten in der bisherigen Weise auf, wenn der Behälter mit Luft oder mit Sauerstoff gefüllt war; die Effekte verschwanden aber vollständig, sobald diese Gase durch Stickstoff oder Kohlensäure ersetzt wurden.

Die von Hrn. Nernst beobachteten Erscheinungen erklären sich also vollkommen durch den Einflus des magnetischen Feldes auf den Verlauf der warmen Luftströme. Die Wirkungen werden daher auch viel deutlicher, wenn man durch eine geringe Abänderung der Versuchsanordnung bewirkt, dass intensivere Luftströmungen an den Stellen hoher Feldintensität zustande kommen. Zu diesem Zwecke

1) M. Faraday, Pogg. Ann. **73**, 256, 1848; s. a. G. Quincke, Wied. Ann. **34**, 438, 1888.

1) M. Faraday, Exp. res. **3**, 218, 1850.

wurde die Achse des Magnets horizontal gestellt und der Kupferstab ca. 5 cm vor seinem einen Ende rechtwinklig umgebogen. Der kürzere Schenkel ragte in vertikaler Stellung von unten her in das Feld hinein, der längere Schenkel führte in horizontaler Richtung nach aussen und wurde an seinem Ende durch eine Bunsenflamme erhitzt. Bei dieser Aufstellung beobachtet man leicht unter dem Einfluss der magnetischen Kraft Temperaturveränderungen bis zu 50 Grad. Diese ganze Anordnung geht aber aus der von Hrn. Nernst angegebenen hervor durch einfache Drehung des Feldes und des Stabes um je 90° und stimmt ihrerseits vollständig mit derjenigen überein, welche von Faraday in seinen ersten diesbezüglichen Versuchen benutzt wurde, wenn wir nur noch den Kupferstab durch eine elektrisch geglühte Platinspirale ersetzen.

Berlin, Physik. Inst. der Techn. Hochsch. Dezember 1902.

(Eingegangen 21. Dezember 1902.)

Über optische Resonanz.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von J. Kossonogoff.

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich gezeigt, dass man eine ziemlich reine selektive Reflexion der elektromagnetischen Wellen erhalten kann, wenn man die aus Resonatoren einer bestimmten Länge zusammengestellten Spiegel anwendet.[2]) Im Anschluss zu dieser Arbeit suchte ich seit jener Zeit solche Resonatorensysteme zu bauen, welche die Wellen des sichtbaren Teiles des Spektrums selektiv reflektieren könnten. Bei meinen Versuchen habe ich schon im Anfang des Jahres 1902 einige positive Resultate erhalten und teilte sie meinem hochgeehrten Lehrer, Herrn Prof. N. Schiller, im April dieses Jahres mit; doch hielt ich sie nicht für hinreichend abgeschlossen, und darum hatte ich die Absicht, sie etwas später zu veröffentlichen.

In demselben Jahre hat aber Prof. R. Wood[3]) zwei Abhandlungen veröffentlicht, in welchen er mitteilt, dass es ihm gelungen sei, aus zerstäubten Metallen Schichten zu fertigen, welche selektives Reflexionsvermögen im sichtbaren Teile des Spektrums besassen. Solche Schichten hat Herr Wood erst auf thermischem (aus *Ka*, *Na* und *Li*), dann auf elektrischem Wege (*Au*, *Pt*) und schliesslich mittels des Niederschlagens des Metalles aus der wässerigen (nach Carey Lea) Lösung desselben (*Ag*) verfertigt. Die von ihm erzielten Resultate hielt Herr Wood bloss als vorläufige. Deswegen möge es mir gestattet sein, im folgenden kurz über meine Untersuchungen, wie auch über die von mir erlangten Resultate Bericht zu erstatten.

Ich suchte optisch resonierende Schichten von zerstäubten Metallen (*Au*, *Pt*, *Ag*, *Cu*) wie auch von Fuchsin und Eosin auf mehreren Wegen zu ermitteln: auf chemischem Wege, indem ich aus zweckmässigen chemischen Gemischen Metalle auf einer Spiegelglasplatte sich niederschlagen liess. Obwohl diese Methode befriedigende Resultate giebt, lassen diese doch noch zu wünschen übrig. Nach der zweiten Methode erhielt ich einen feinen Metallstaub, indem ich die der Kundtschen ähnliche Methode anwandte und sehr verdünnte Lösungen von Metallsalzen nahm. Diese Methode giebt bessere Resultate, die Schichten der Metalle zeigen immer eine granulöse Beschaffenheit, und eine vollkommen ausgesprochene selektive Reflexion; doch hielt ich es für wünschenswert, noch bessere Resultate zu erlangen. Dies gelang mir auf einem sehr einfachen Wege: sehr verdünnte Lösung (im Wasser, Alkohol oder Ol. Lavendulae) eines Salzes der zu untersuchenden Metalle ($PtCl_4$, $AuCl_3$, $AgNO_3$, $CuSO_4$) oder wässerige, sehr verdünnte Lösung derselben (*Pt*, *Au*, *Ag*) nach Carey Lea zerstäubte man mittels eines Pulverisators und liess diesen Staub auf eine stark erhitzte Spiegelglasplatte fallen. Bei schneller Verdunstung hinterliess jedes Stäubchen ein kleines Körnchen von Salz oder Metall. Bei fortgesetzter Erhitzung konnte die Zerlegung des Salzes ermöglicht werden, wenn man mit diesem letzten operierte.

Endlich erhielt ich zerstäubte Metallschichten auf elektrischem Wege, durch Kathodenzerstäubung.

Alle diese Methoden haben qualitativ ähnliche (die zwei letzteren die besten) Resultate ergeben.

Bei mikroskopischer Untersuchung zeigten alle verfertigten Schichten körnige Struktur; in allen untersuchten Metallen, *Pt* ausgeschlossen (s. unten), konnte man Körnchen von verschiedener Grösse wahrnehmen. Diese Körnchen (ihre Diffraktionsgebilde) hatten, je nach der Beschaffenheit und Farbe der Schicht, im Durchmesser 0,2 μ bis 0,5 μ.[1])

Die Farbe der Schichten im reflektierten Lichte war verschieden je nach der Grösse der Körnchen und ihrer gegenseitigen

1) Zur Frage der Dielektrika: diese Zeitschr. **3**, 207, 1902. In russischer Sprache war diese Arbeit im April 1901 erschienen.

2) Dasselbe ist etwas später noch ausführlicher von Herren Aschkinass und Schaefer (Ann. d. Phys. **5**, 489, 1901) gezeigt.

3) R. Wood, Philosoph. Magaz., April, S. 396, Oktob., S. 425, 1902.

1) Diese Messungen wurden im hiesigen Physiologischen Institut unter Mitwirkung des Herrn Leontowitsch im März 1902 gemacht.

Verteilung. Die Schichten von *Au*, *Ag*, *Cu* erhielt ich von blauvioletter, blaugrüner, gelbgrüner, roter und tiefroter Farbe im reflektierten Lichte. Im durchgelassenen Lichte zeigten diese Schichten grüne, gelbgrüne, blauviolette und violette Farbe. Mittels zweckmässiger Anordnung konnte man entsprechende Absorptionsstreifen beobachten.

Dieselbe Schicht nahm bei Erhitzung oder Abkühlung verschiedene Farbe an. Bei Erhitzung der Schichten bemerkte ich folgendes: in einigen Fällen bekam die Schicht nach Abkühlung ihre vorige Farbe, in anderen Fällen aber war die Farbe nach Abkühlung eine andere; z. B. eine Schicht von Silber war nach Verfertigung fein dunkelblau; das Mikroskop zeigte in ihr zarte, kleine Körnchen. Bei starker Erhitzung wechselte jene Farbe in hellgrün und diese blieb auch nach Abkühlung. Das Mikroskop zeigte nun grössere Körnchen.

Alle Schichten wechselten ihre Farbe beim Anfeuchten mit Alkohol, Äther, Paraffin (flüss.) oder Benzin in eine Farbe von grösserer Wellenlänge; so z. B. wechselte grüne Farbe der Gold- und Silberschichten in gelb, blaue Farbe der Schichten derselben Metalle in hellgrün u. s. w.

Beim Einschmelzen der Silberkörnchen ins Glas durch starke Erhitzung wechselte tiefblaue Silberschicht in grün.

Alle diese Erscheinungen beweisen uns die Existenz wahrer optischer Resonanz, analog der elektromagnetischen Resonanz. Doch möchte ich noch einen Beweis dazu führen. Prof. Wood sagt in seiner zweiten Abhandlung [1]), dass man nicht eine Schicht von Platin bekommen könne, welche eine Farbe im reflektierten Lichte, d. h. eine selektive Reflexion zeigen könnte; er sagt hier auch, dass er keine Körnchen in Gold- und besonders in Platinschichten habe bemerken können, und darum meint er, dass die Resonanzerscheinungen nicht durch jene Körnchen, welche man im Mikroskop sieht, verursacht seien. Beim Verfertigen der Platinschichten nach den oben beschriebenen Methoden zeigen diese Schichten wirklich keine sichtbare Farbe: beim Betrachten mittels eines guten Mikroskops habe ich gefunden, dass diese Schichten zarteste, kaum bemerkbare Körnchen zeigen; dadurch müssen sie Wellen von sehr kleiner Länge reflektieren. Diese Behauptung kann ich nun fast als bewiesen (auf photographischem Wege) halten; entsprechende Experimente hoffe ich in nächster Zeit mitzuteilen. Doch ist es mir gelungen, Platinschichten zu verfertigen, welche eine tiefblaue Farbe im reflektierten Lichte haben; dies ermöglicht man durch möglichst starkes und dauerndes Erhitzen der auf oben erwähntem Wege erhaltenen Platinschicht oder wenn man dieselbe in ein veränderliches elektrisches Feld setzt. Bei mikroskopischer Untersuchung solcher Schicht findet man dann, dass diese aus leicht bemerkbaren, grösseren und weniger zarten Körnchen als vorher besteht.

1) l. c., S. 426.

Dieses Experiment halte ich als einen unmittelbaren Beweis für die Existenz der optischen Resonanz im Sinne der elektrischen Resonanz. Somit ergiebt sich:

1. Jene Resonanz ist durch die Körnchen von der Grössenordnung der Lichtwellen verursacht, welche das Mikroskop zeigt.

2. Das Eintauchen der Körnchen in ein Dielektrikum, welches eine grössere Dielektrizitätskonstante als die der Luft hat, verursacht ein Wechseln des elektromagnetischen Verhaltens der Körnchen und dabei können die Körnchen grössere Wellen als vorher reflektieren.

3. Von jedem der untersuchten Metalle kann man durch zweckmässiges Verfahren eine Schicht beliebiger Farbe konstruieren, sei es auf chemischem, mechanischem oder elektrischem Wege.

Zum Schluss möchte ich noch sagen, dass die aus Eosin und Fuchsin verfertigten Schichten, durch Zerstäubung oder Niederschlagen aus verdünnten Lösungen, dasselbe Verhalten wie jene von Metallen zeigen, aber es ist mir bisher nur gelungen, diese von einer Farbe der verschiedenen Nuancen (grün, bläulich-grün, gelblich-grün) zu erhalten.

Da zu dem von den Metallschichten reflektierten (oder durchgelassenen) Licht eine grosse Menge von jenem Lichte beigemischt ist, welches von der Glasfläche reflektiert (oder durchgelassen) ist, so muss man bei beschriebenen Untersuchungen das Licht durch zwei gekreuzte Nicols (das eine vor, das andere nach der Reflexion) gehen lassen.[1])

Augenblicklich bin ich mit den quantitativen Untersuchungen der oben beschriebenen Erscheinungen beschäftigt.[2])

1) Alle oben erwähnten Resultate sind in der Sitzung der hiesigen phys.-math. Ges. vom 28. Okt. 1902 mitgeteilt und demonstriert.

2) Anmerkung der Redaktion: Am 16. Dez. 1902 ist von dem Verfasser folgendes Telegramm eingelaufen: „Habe optische Resonanz bei lepidoptera gefunden und untersucht. Mitteilung folgt nächste Zeit. Kossonogoff."

Kiew, Universitätslaboratorium, Okt. 1902.

(Eingegangen 22. November 1902.)

Elektrische Entladung an heisser Kohle.

Von C. D. Child.

Ich habe kürzlich die Entladungsgeschwindigkeit an heissen Kohlenstäben untersucht und dabei denselben Apparat benutzt, der bei meiner Untersuchung der Entladung an heissen Platindrähten zur Anwendung kam.[1]) Meistens wurden bei diesen Versuchen Kohlenstäbe von 1,6 mm Durchmesser verwandt. Die Ergebnisse derselben können folgendermassen zusammengefasst werden:

Wenn ein Kohlenstab erhitzt wird, tritt zuerst positive Entladung ein. Dies ist der Fall, gleichviel, ob der Stab an der Luft bei normalem Druck, im Vakuum oder in einer Wasserstoffatmosphäre erhitzt wird. An der Luft ist für negative Entladung eine nur wenig höhere Temperatur als für die positive erforderlich. Bei höherer Temperatur ist die negative Entladung bedeutender. Sowohl die positive als die negative Entladung gehen bei zunehmender Temperatur durch Maximalwerte.

Innerhalb einer geschlossenen Röhre ist die Entladung ganz bedeutend geringer als in freier Luft.

Im Vakuum wird die negative Entladung bei höherer Temperatur um vielfache Beträge stärker als die positive und erzeugt den sogenannten „Edison-Effekt".[2]) Hier passieren die Entladungsgeschwindigkeiten keinerlei Maximalwerte.

Im Wasserstoff haben bei höherer Temperatur positive und negative Entladung annähernd denselben Wert. Hier ist die Entladung viel bedeutender als an der Luft. Beide Entladungen passieren Maximalwerte.

Im allgemeinen verhält sich die Entladung an heisser Kohle ganz ähnlich wie die an heissem Platin. Die Ionengeschwindigkeit wird durch das Vorhandensein von Teilchen, die von der Kohle ausgesandt werden, herabgesetzt. Die geringere Geschwindigkeit der negativen Ionen beim elektrischen Bogen ist sehr wahrscheinlich der Ladung dieser Teilchen zuzuschreiben.

1) Phys. Rev. **14**, 165; diese Zeitschr. **3**, 336, 1902.
2) Phil. Mag. (5), **42**, 52.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 13. November 1902.)

Über den Pflanzenwuchs in ionisiertem Boden.

Von Amon B. Plowman.

Es ist oft behauptet worden, dass der Pflanzenwuchs sehr beschleunigt werden kann, wenn man demselben elektrische Energie zuführt, und in einigen Fällen sind kostspielige Anlagen hierfür errichtet worden. Andererseits aber ist behauptet worden, dass Bäume durch die Wirkung ihnen genäherter hochgeladener Konduktoren verletzt und selbst getötet wurden. Es wurde daher im Oktober 1901 eine Untersuchung über die Beziehungen zwischen Pflanzenwuchs und Elektrizität im botanischen Garten der Harvard-Universität begonnen. Die verschiedenartigsten Versuche befinden sich im Werke und viele sehr interessante Thatsachen sind beobachtet worden. Obwohl die Beobachtungen noch nicht so weit gediehen sind, um irgend einen allgemeinen Schluss daraus zu ziehen, so scheint doch das Folgende gut begründet zu sein.

Wenn ein elektrischer Strom zwischen Platin- oder Kohleelektroden durch irgend ein Medium hindurchgeht, in das man Samen von Lupinus albus zum Keimen eingesetzt hat, so werden die Samenkörner nahe an der Anode immer von Strömen von 0,003 Amp. und darüber getötet, wenn letztere während 20 oder mehr Stunden einwirken, während in die Nähe der Kathode gelegter Samen in den meisten Fällen sehr wenig angegriffen wurde, ja unter gewissen Bedingungen die Keimfähigkeit anscheinend erhöht wurde. Alle Spannungen zwischen 0,5 und 500 Volts wurden angewandt, und besondere Sorgfalt wurde darauf verwandt, Wärmewirkungen zu vermeiden (s. Am. Jour. Science XIV. Aug. 1902). Wenn die Samen in Wasser zum Keimen gebracht werden, so ist dieser Unterschied dann am auffälligsten, wenn starke Ströme für kurze Zeit durch das Wasser geschickt werden. In diesem Falle werden die Samen nahe der Anode getötet, während die nahe der Kathode nicht merklich verletzt werden. Wirkt der Strom hier während 20 Stunden oder länger, dann erfolgt die Abtötung an allen Stellen zwischen den Elektroden, selbst bei Strömen von nur 0,003 Amp. bei 2 Volt oder mehr. Setzt man die Samen in gewöhnlichen Sandboden und schickt den Strom durch, so erhält man an der Anode dieselben Resultate, während man einer viel längeren Zeit benötigt, um in der Nähe der Kathode diese schädigenden Wirkungen zu erzielen. In der That, solange der Strom ungefähr 0,08 Amp. nicht überschreitet, bemerkt man ein bedeutendes Anwachsen der Geschwindigkeit, mit der die Setzlinge wachsen.

Zur Erklärung dieser Erscheinungen mag folgende vorläufige Theorie dienen: Sind in irgend einem Elektrolyt zwei Punkte auf verschiedene Potentiale geladen, so ist der Bewegung der freien Ionen in der Lösung eine bestimmte Richtung gegeben und wenn die Potentialdifferenz genügend gross ist, folgt weitere Dissoziation des Elektrolyten. Die Anionen bewegen sich mit ihren negativen Elektrons

gegen die Anode, und die Kationen mit ihren positiven Ladungen gegen die Kathode. Da nun die Bewegung von Ionen in Lösungen eine verhältnismässig langsame ist, so kann man annehmen, dass im Gebiet der Anode ein geringer Überschuss an positiven Ionen vorhanden ist, der von der raschen Neutralisation der negativen Ionen durch die positiv geladene Elektrode herrührt. In ähnlicher Weise sendet die Kathode die positiven Ionen in ihre unmittelbare Nachbarschaft und ist demzufolge von einem geringen Überschuss von negativen Ionen umgeben. Je langsamer die Ionen durch den Elektrolyten wandern, um so ausgesprochener wird der Unterschied in den Verhältnissen um die beiden Elektroden sein. Aus obigen Versuchen geht klar hervor, dass das Pflanzenprotoplasma durch die um die Anode herrschenden Verhältnisse paralysiert und rasch getötet wird, während es innerhalb ziemlich weiter Grenzen durch die Verhältnisse um die Kathode angereizt wird. Zudem muss die Dissoziation der Atome und die elektrische Trennung der Ionen leichte Unterschiede rein chemischer Natur im Gebiet der beiden Elektroden erzeugen. Doch können diese rein chemischen Unterschiede selbst in der Nähe der Elektroden kaum für die Wirkung auf die Pflanzen in Betracht kommen, und gewiss nicht für gewisse Wirkungen bei Punkten halbwegs zwischen beiden Elektroden. Zudem, wenn man Samen in Lösungen verschiedener Säuren, Basen oder Salze bringt, deren Konzentration weit unter der des „tötenden Punktes" ist, so werden dieselben ebenso wie in gewöhnlichem destilliertem Wasser fortkeimen. Schickt man nun hier einen die Ionen antreibenden Strom hindurch, so wird der Teil um die Anode ein Zerstörer des Pflanzenlebens. Anscheinend sind es eher die elektrischen Ladungen der Ionen denn eine blosse chemische Wirksamkeit der Atome, welche diese Wirkungen erzeugen.

Diese Folgerung scheint sich durch folgende Thatsachen zu rechtfertigen:

1. Wird ein Blumentopf, der Lupinuskeime enthält, die seit 4 Wochen wachsen, auf ein verhältnismässig hohes Potential geladen (500 Volts), so hören die Pflanzen auf, zu wachsen, verlieren allmählich ihre Schwellkraft und sterben schliesslich ab. Andererseits, ist die Ladung eine negative, so werden diese Wirkungen nicht hervorgerufen, sondern die Pflanzen angereizt. Es ist klar, dass im ersten Falle die negativen Ionen im Boden nach der positiven Elektrode gezogen werden, während die positiven Ionen nach der Pflanze getrieben werden, aber im zweiten Falle positive Ionen nach der negativen Elektrode und negative zur Pflanze wandern.

2. Wachsen Setzlinge in einem wässerigen Nährboden, durch den ein schwacher Strom geschickt wird, so wenden sich die Wurzelenden gegen die Anode. Ein Versuch wurde gemacht, um die Analogie zwischen dieser Bewegung und einer ähnlichen Drehung der Wurzelenden „stromaufwärts" gegen einen Wasserstrom zu zeigen. Diese Analogie ist jedoch von geringem Werte, da in einem Elektrolyte ein Ionenstrom in beiden Richtungen vorhanden ist. Daher handelt es sich nicht so sehr um die Richtung des Stromes, als um die Verschiedenheit in der Wirkung der beiden Ionenströme.

Prüfen wir die Bedingungen, unter denen Wurzeln in einem derartigen Elektrolyten wachsen, so finden wir, dass die der Anode zugewandte Seite der Wurzel von einem Strome positiver Ionen getroffen wird, die zur negativen Elektrode wandern, während die der Kathode zugewandte Seite den negativen, auf dem Weg zur Anode befindlichen Ionen ausgesetzt ist. Demzufolge wird die der Kathode zugewandte Seite der Wurzel in ihrem Wachstum gefördert, die der Anode zugewandte aufgehalten, und notwendigerweise wenden sich so die Wurzelenden gegen die Anode. In gewöhnlichem Boden gewachsene Setzlinge zeigen diese Einbiegung sogar noch deutlicher. Die Hauptachse der Pflanze ist häufig fast um 90° gerade unterhalb des Niveaus des Bodens gebogen. Die Biegung ist immer der Anode zu- und der Kathode abgewandt, gleichviel ob die Elektroden im Schliessungskreis oder isoliert sind.

Im allgemeinen ist die Pflanze dem Boden gegenüber, in welchem sie wächst, elektropositiv. Die Spannungsdifferenz scheint eine Funktion der physiologischen Aktivität der Pflanze zu sein. Die positive Ladung der Pflanze zieht die negativen Ionen des Bodens nach den Wurzeln. Es scheint so, dass der Boden fortwährend negative Elektronen an die Pflanze abgiebt, als natürliche Bedingung für deren Lebensthätigkeit. Wir sollten daher erwarten können, dass irgend ein Umstand, der diesen elektrischen Austausch erleichtert, der Pflanze wohlthätig ist, während ihr ein gegenteiliger Umstand schädlich sein wird. Kurz, die erhaltenen Resultate scheinen sehr deutlich darauf hinzuweisen, dass negative Ladungen das embryonale Protoplasma von Lupinus albus-Setzlingen anreizen und positive Ladungen es paralysieren.

Harvard-Universität, Oktober 1902.

(Aus dem Engl. übersetzt von S. Guggenheimer, München.)

(Eingegangen 2. November 1902.)

Untersuchung über das Selbsterregen der dynamo-elektrischen Maschinen.

(I. Teil.)

Von Leo Finzi.

Im folgenden werden einige der Versuche mitgeteilt, die ich auf die Anregung des Herrn Prof. Dr. Grotrian anstellte, um den Vorgang der Selbsterregung der dynamo-elektrischen Maschine, d. h. die Abhängigkeit des Kraftlinienflusses von der Zeit in der Periode des „Angehens" zu verfolgen.

Über diesen Gegenstand liegen meines Wissens nur die Arbeiten von Herwig, Stern und Frölich vor.

Herwig[1]) untersuchte die anfängliche Strombildung an einer kleinen Maschine mit direkter Wickelung nach der ballistischen Methode. Der Stromkreis wurde während bestimmter kurzer Zeiträume t in wachsender Reihenfolge geschlossen, und die jedesmal durchfliessende Elektrizitätsmenge $\int_o^t i\,dt$ bestimmt. Sind t_1 und t_2 zwei von o an gerechnete aufeinanderfolgende Schliessungszeiten, R der Gesamtwiderstand des Stromkreises, i und e die Momentanwerte der Stromstärke und der elektromotorischen Kraft, so ergiebt der Ausdruck

$$R\frac{\int_o^{t_2} i\,dt - \int_o^{t_1} i\,dt}{t_2 - t_1}$$

die mittlere elektromotorische Kraft, die während des Zeitraumes $t_2 - t_1$ geherrscht hat.

In Figur 1 sind die in Herwigs Abhandlung in Tabellen gegebenen Werte

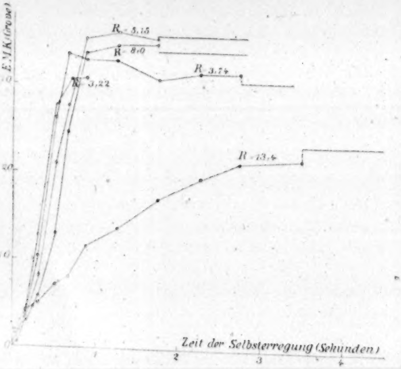

Fig. 1.

1) Hermann Herwig, Über die zeitliche Ausbildung der Ströme einer Grammeschen dynamo-elektrischen Maschine. Wied. Ann. 7, 193, 1879.

$$\frac{R(\int_o^{t_2} i\,dt - \int_o^{t_1} i\,dt)}{t_2 - t_1}$$

zur besseren Übersicht als Funktion der Zeit graphisch aufgetragen. Da aber die Schliessungszeiten nicht um gleiche Intervalle vergrössert wurden, d. h. die Differenzen $t_2 - t_1$ verschieden sind, so giebt die Aufeinanderfolge obiger Werte nur angenähert den Verlauf der Kurve der elektromotorischen Kraft.

Ferner wurde bei der Berechnung der Elektrizitätsmengen die Schliessungszeiten gegen die Schwingungsdauer der Galvanometernadel vernachlässigt, weil nur dann die Elektrizitätsmengen bei verschiedener Dauer des Stromschlusses proportional dem Sinus des halben Ausschlagswinkels hätten gesetzt werden dürfen. Dies ist aber bei den vorkommenden Schliessungszeiten von 4 Sek. nicht mehr zulässig.

Ausserdem war die Grösse des remanenten Magnetismus nicht genau dieselbe für alle Versuche, was die Resultate wesentlich beeinflusst. Die bei jeder Kurve beigefügte Zahl giebt den Widerstand des Stromkreises, in Siemensschen Einheiten ausgedrückt, an.

Stern[1]) wiederholte in umfassenderer Weise die Versuche von Herwig, indem er die zeitliche Ausbildung des Stromes nicht nur bei verschiedenen äusseren Widerständen, sondern auch bei verschiedenen Geschwindigkeiten untersuchte, ebenfalls unter Benutzung der ballistischen Methode. Stern verbesserte aber die Versuchsanordnung dadurch, dass er den Strom während einer bestimmbaren variabeln Zeit t geschlossen hielt, und erst nach Verlauf dieser Zeit das Galvanometer für eine bestimmte konstante Zeit T einschaltete. Die Zeiten t und T wurden aus der Schwingungsdauer zweier Pendel, die zur Schliessung des Stromkreises und Einschaltung des Galvanometers dienten, und aus den Winkeln der grössten Amplituden berechnet, allerdings nach einer Formel, die nur für unendlich kleine Schwingungen gilt und den Einfluss der Dämpfung nicht berücksichtigt. Ich gebe in der Figur 2 die Ergebnisse der Sternschen Untersuchung wieder; die Abscissen sind hierbei die Zeiten $t + \frac{T}{2}$, die Ordinaten sind die mittleren Stromstärken

$$\frac{\int_t^{t+T} i\,dt}{T}$$

Die den Kurven beigegebenen Zahlen bedeuten in der Figur 2a. die Touren pro Minute, die für jede Versuchsreihe möglichst konstant

1) Gotthold Stern, Untersuchungen an einer elektrodynamischen Maschine. Hildesheim 1885. August Lax.

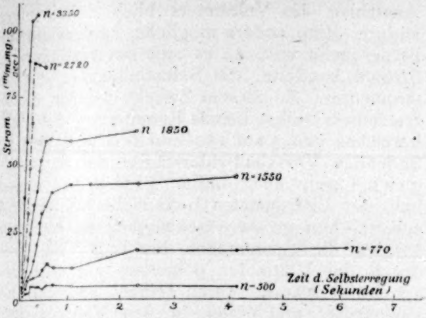

Fig. 2a.

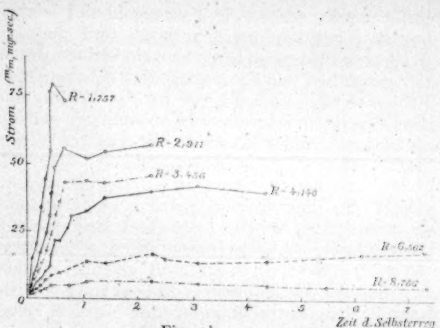

Fig. 2b.

gehalten wurden, während der Widerstand für alle Kurven konstant blieb, und in der Figur 2b. die für jede Versuchsreihe konstant gehaltenen Widerstände des Stromkreises, die sich von Kurve zu Kurve änderten, während dieselbe Tourenzahl beibehalten wurde.

Frölich[1]) untersuchte in derselben Hinsicht eine kleine Hauptstrommaschine von Siemens & Halske nach einem Verfahren, welches hauptsächlich wegen der grossen Trägheit und Unempfindlichkeit des verwendeten selbstregistrierenden Instrumentes keinen Anspruch auf Genauigkeit haben kann, und nur ein ungefähres Bild des Vorganges zu geben vermag.

Fig. 3.

Die beiden Kurven der Figur 3 sind dem Frölichschen Buche entnommen; sie stellen das Ansteigen des Stromes bei derselben Umdrehungsgeschwindigkeit und zwei verschiedenen äusseren Widerständen dar. Die nach oben gerichteten Häkchen sind Sekundenmarken und das nach unten gerichtete Häkchen giebt den Augenblick des Stromschlusses an. Die obere Kurve entspricht dem kleineren Widerstand, und dabei dauert das Ansteigen etwa 1,5 Sekunden; bei der unteren, dem grösseren Widerstand entsprechenden Kurve dauert das Ansteigen etwa 5 Sekunden.

Ausser durch die oben genannten Fehlerquellen, die Folge der Versuchsanordnung sind, mussten die Beobachtungsergebnisse ungünstig durch den Umstand beeinflusst werden, dass die drei genannten Herren mit Hauptstrommaschinen experimentierten. Bei diesen geht bekanntlich die Entwickelung des Magnetismus Hand in Hand mit der Belastung der Dynamomaschine selbst, sodass das damit verbundene Nachlassen der Umlaufszahl des Antriebsmotors und das Gleiten des Riemens die nötige Konstanthaltung der Tourenzahl der Dynamomaschine unmöglich machten, und die verhältnismässig grossen Strommengen es erschwerten, eine Veränderung des Widerstandes durch die Stromwärme zu verhindern.

Obwohl die bei den erwähnten Versuchen benutzten Apparate recht sinnreich sind, so sind jedoch die dabei erzielten Resultate kaum geeignet, die Erscheinung genau quantitativ darzustellen; es ergiebt sich aus denselben nur, dass die zur Erreichung des Beharrungszustandes nötige Zeit bei einer grösseren Tourenzahl der Dynamo kürzer und bei einem grösseren Widerstande des Stromkreises länger wird.

Um die experimentelle Untersuchung zu erleichtern und die komplizierten Apparate entbehrlich zu machen, war es mir darum zu thun, die Zeit, in welcher sich der Vorgang abspielt, nach Möglichkeit zu verlängern, und dies erreichte ich durch die Wahl von Stahlmaschinen mit Nebenschlusswickelung als Versuchsobjekt. Der Stahl besitzt bekanntlich eine grössere Koerzitivkraft, aber eine kleinere Remanenz als das Gusseisen, und da die Zeit der Selbsterregung bei kleinerer Remanenz grösser ist (ich werde später darauf zurückkommen), so war es zu erwarten, dass diese Zeit unter sonst gleichen Umständen bei einer Stahlmaschine grösser sein würde als bei einer Gusseisenmaschine.

Die Nebenschluss-Dynamos sind bei dem heutigen Stande der Technik die weitaus verbreitetsten unter den Gleichstrommaschinen; bei denselben kann die Selbsterregung stattfinden, ohne dass die Maschine zur gleichen Zeit be-

[1]) Frölich, Die dynamo-elektrische Maschine. Berlin 1886. Julius Springer.

lastet werde, sodass die Tourenzahl viel leichter konstant gehalten werden kann, und da nicht der ganze Strom, sondern nur ein kleiner Bruchteil desselben zur Erzeugung des magnetischen Feldes verwendet wird, so ist der Widerstand des Erregerkreises unverhältnismässig grösser als derjenige einer Maschine mit direkter Wickelung. Eine Nebenschlussmaschine, die, wie üblich, mit offenem äusseren Stromkreis angeht, gleicht in ihrer Wirkungsweise einer Hauptstrommaschine, welche trotz dem sehr grossen Widerstande des Stromkreises ihren vollen Magnetismus entwickeln kann, und gewährt ausserdem bei der vorliegenden Untersuchung für die theoretischen Betrachtungen den Vorteil, dass die Armaturreaktion vernachlässigt werden kann, und dass man nur das von den Elektromagneten erzeugte Feld in Betracht zu ziehen hat.

Die Versuchsanordnung war eine äusserst einfache. Die Dynamo wurde mittels Riemen von einer Dampfmaschine angetrieben, bei offenem äusseren Stromkreise und unterbrochenem Erregerkreise. Zur Zeit Null wurde der Erregerkreis geschlossen, und von da an wurden die Ablesungen der Instrumente von fünf zu fünf Sekunden nach dem Schlagen einer gewöhnlichen Sekundenuhr auf Kommando gleichzeitig vorgenommen. Abgelesen wurde die von dem Moment des Schlusses des Erregerkreises verstrichene Zeit t, die Tourenzahl der Dynamo n und die Klemmenspannung v, welche praktisch mit der elektromotorischen Kraft des Ankers zusammenfällt, da der von dem kleinen Erregerstrome hervorgebrachte Spannungsverlust im Anker vernachlässigt werden kann.

Zur Messung der Spannung wurde ein an die Klemmen der Maschine angeschlossenes Präzisions-Weston-Voltmeter verwendet. Um sich darüber Gewissheit zu verschaffen, dass die Angaben des Instrumentes den Änderungen der Spannung nicht träge folgten, wurden einige Beobachtungsreihen unter sonst gleichen Verhältnissen wiederholt, indem man das Instrument, statt dasselbe fortwährend unter Spannung zu lassen, unmittelbar nach jeder Ablesung abschaltete und erst eine Sekunde vor der folgenden Ablesungszeit wieder einschaltete. Es ergaben sich dieselben Werte und damit die Sicherheit, dass die Reibung keinen merklichen Fehler hervorbringen konnte. Auch wurde das Instrument derart gestellt, dass die Einwirkung des erdmagnetischen Feldes nicht zur Geltung kommen konnte, ausserdem weit entfernt von der Dynamomaschine. Zur Kontrolle dafür, dass die Streuung derselben die Angaben des Voltmeters nicht beeinträchtigte, wurde dieses zuerst an die Klemmen einer Akkumulatorenbatterie, deren Spannung als völlig konstant angesehen werden kann, angeschlossen, und die Maschine wiederholt erregt und stillgesetzt: der Ausschlag des Voltmeters blieb dabei unverändert. Eine andere mögliche, zu vermeidende Fehlerquelle war, da es sich um veränderliche Ströme handelte, die Selbstinduktion des Instrumentes. Zu diesem Zwecke wurden die im Instrument selbst behufs Erweiterung des Messbereiches von 3 auf 150 und 600 Volt sich befindenden Vorschaltwiderstände durch andere, gleichgrosse, aber bifilar gewickelte, ausserhalb des Instrumentes befindliche Widerstände ersetzt. Um grössere Genauigkeit zu erreichen, wurden die Spannungen bis zu 3 Volt direkt durch das Voltmeter gemessen und die Vorschaltwiderstände durch einen gewöhnlichen Umschalter erst dann in den Voltmeterkreis eingeschaltet, wenn die Grösse der zu messenden Spannung es erforderte.

Zur Messung der Tourenzahl diente ein Handtachometer von Dr. Horn, welches bei jeder Beobachtungsreihe durch einen Tourenzähler geeicht wurde.

Um den Widerstand des Erregerkreises variieren zu können, wurde vor die Nebenschlussspulen ein Rheostat aus Kruppindraht geschaltet. Der Temperaturkoeffizient dieses Metalles ist ein sehr niederer; die Drahtstärke wurde reichlich gewählt, sodass eine Änderung des Widerstandes in der kurzen Zeit des Angehens fest ausgeschlossen war. Es wurde jedoch der Widerstand des Erregerkreises vor und nach jedem Versuche durch eine Wheatstonesche Brücke gemessen, und wenn die beiden Werte etwas voneinander abwichen, das Mittel aus denselben genommen.

Als Mass für die Grösse des remanenten Magnetismus dient das Verhältnis zwischen der Spannung bei offenem Erregerkreise und der zugehörigen Tourenzahl der Maschine. Die Remanenz wurde auf die gewünschte Grösse dadurch gebracht, dass man aus einer fremden Stromquelle zuerst einen ziemlich starken Strom und dann passende kleine Stromstösse in der entgegengesetzten Richtung in die Magnetspulen schickte.

Die Änderung der Tourenzahl wurde durch Auswechslung der Riemenscheibe bewirkt.

Die Maschinen waren mit Kohlenbürsten versehen. Die Kohlen waren gut eingelaufen und ein sicherer Kontakt zwischen Kollektor und Bürsten war durch mehrstündigen Lauf gewährleistet. Während des Versuches wurden die Bürsten nicht berührt, sodass ein störender Einfluss der Veränderlichkeit des Übergangswiderstandes nicht zu befürchten war.

Durch die ganze Versuchsanordnung war mir die Möglichkeit geboten, die Tourenzahl, die Remanenz und den Widerstand des Erregerkreises zu verändern. Es ist klar, dass, bei der Untersuchung der Abhängigkeit der Selbst-

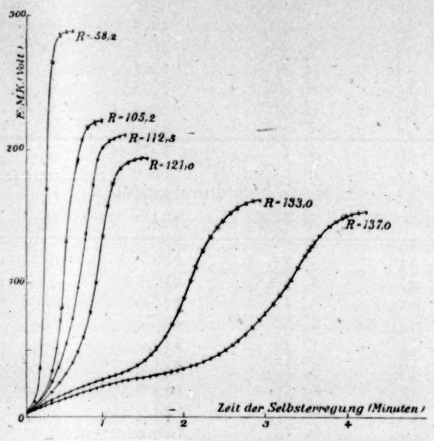

Fig. 4.

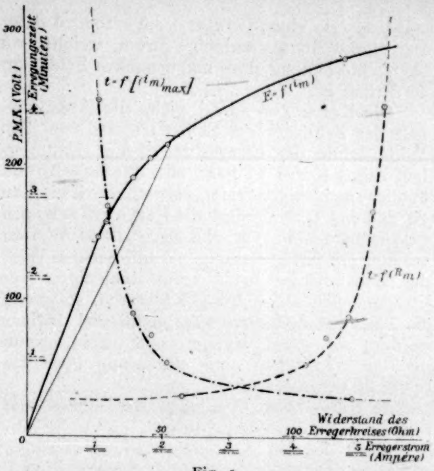

Fig. 5.

erregung von einer dieser drei Variabeln, die beiden anderen konstant gehalten werden müssen.

In der beschriebenen Weise untersuchte ich zuerst die Abhängigkeit der Selbsterregung von dem Widerstande des Erregerkreises. Als Versuchsobjekt diente eine vierpolige Maschine, welche bei 660 Touren pro Minute 220 Volt und 375 Ampère leistet. Der Trommelanker dieser Maschine besitzt 144 Nuten, in welchen 288 in Serie geschaltete Stäbe liegen und hat einen äusseren Durchmesser von 520 mm. Die Magnetbohrung beträgt 528 mm und die Windungszahl jeder Magnetspule ist 2100.

In der Tabelle 1 sind die Werte der Spannung und der Zeit bei einem Widerstande von 137 Ohm und 660 Touren angegeben; die Remanenzspannung war 3,2 Volt und die Touren blieben dabei vollständig konstant. (Die kleinen Abweichungen bis zu drei Touren lassen sich auf Ablesefehler zurückführen, die beim Gebrauch eines Tachometers nicht ganz zu vermeiden sind.) Die Maschine benötigte 4 Minuten und 15 Sekunden, bis die Spannung auf ihren Beharrungszustand von 148 Volt kam. Bei dem zweiten Versuch (Tabelle 2) beträgt der Widerstand 133 Ohm, die Remanenzspannung wieder 3,2 Volt und die Tourenzahl ist ebenfalls konstant: 660. Hier dauert das Ansteigen der Spannung 2′50″, nach welchen die Spannung den Wert 159,6 behält. Bei kleineren Widerständen spielt sich der Vorgang immer schneller ab. Bei einem Widerstande von 121 Ohm dauert das Wachsen der Spannung 1′30″ und der Maximalwert derselben ist 191,2 Volt. Bei 112,5 Ohm Widerstand erreicht die Spannung in 1′15″ ihren höchsten Wert von 207,2 Volt; bei 105,2 Ohm wird der Beharrungszustand (218,8) schon in 55 Sekunden und bei 58,2 Ohm wird endlich der Beharrungszustand in 30″ erreicht. In Figur 4 sind die Versuchsresultate graphisch aufgetragen. Hierbei sind die Abscissen die Zeiten der Selbsterregung, in Minuten ausgedrückt, die Ordinaten die entsprechenden Spannungen der Maschine in Volt. Die Selbsterregungskurven besitzen eine Form, die derjenigen der Magnetisierungskurven des Eisens ähnelt. Die Spannung steigt zuerst langsam und fast proportional der Zeit bis zu einem Punkte mit der grössten Krümmung, von welchem an die Spannung rapider steigt. Weiter besitzt sie nach einem Wendepunkte wieder ein Knie und nähert sich langsamer ihrem höchsten Werte. Bei grösserem Widerstand sind die beiden Kniee weniger scharf und aneinander näher.

Zur weiteren Verdeutlichung der Versuchsergebnisse dienen die Kurven der Figur 5. Die Kurve $E=f(i_m)$ ist die statische Charakteristik der Maschine, wobei die E.M.K.K. in Volt als Funktion der Erregerstromstärken in Ampère aufgetragen sind. Dieselbe Kurve stellt, abgesehen vom Massstabe, die Magnetisierungskurve der Maschine, d. h. die Abhängigkeit des Kraftlinienflusses von der magnetisierenden Kraft, dar. Die Maximalwerte der Kurven der Figur 4 müssen naturgemäss auf der Kurve $E=f(i_m)$ liegen, und können auf derselben ermittelt werden, indem man von o aus Gerade zieht mit Winkeln, deren Tangenten gleich den entsprechenden Widerständen des Erregerkreises sind. Es leuchtet ein, dass im Beharrungszustande gilt

$$\frac{\text{Spannung}}{\text{Erregerstrom}} = \text{Widerstand des Erregerkreises,}$$

und dass die Spannung so lange anwachsen

wird, als sie einen Erregerstrom erzeugen kann, der stärker ist als derjenige Strom, welcher zur Aufrechterhaltung ihres magnetischen Feldes erforderlich ist.

Die Kurve $t = f(R_m)$ giebt die Abhängigkeit der Zeitdauer des Selbsterregens von dem Widerstande des Erregerkreises an. Der Verlauf dieser Kurve ist ganz charakteristisch, und ähnlich demjenigen einer Hyperbel. Zwischen 70 und 135 Ohm besitzt die Kurve ein schwach gekrümmtes Knie; vor und nach diesen Werten verläuft sie fast geradlinig. Wenn wir den Wert des Widerstandes noch unter denjenigen der Erregerspulen selbst bringen könnten, so würde die Zeit des Selbsterregens nicht viel kleiner werden; sie steigt dagegen sehr rapid, wenn wir den Widerstand auch nur wenig über die 135 Volt vergrössern.

Die Kurve $t = f([i_m]_{max})$, die einen dem vorigen ähnlichen Verlauf besitzt, giebt die Abhängigkeit der Zeit des Selbsterregens von dem im Beharrungszustande erzeugten Erregerstrome.

Tabelle 1—6 (Figur 4):

Tourenzahl und Remanenz konstant, Widerstand variabel.

Tabelle 1.

Widerstand $R = 137\ \Omega$.

N_0	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.2	660
2	5″	6.5	660
3	10″	9.0	660
4	15″	11.0	661
5	20″	12.7	662
6	25″	14.3	662
7	30″	16.0	662
8	35″	17.1	662
9	40″	18.5	661
10	45″	19.9	661
11	50″	20.8	661
12	55″	21.9	661
13	1′	23.0	661
14	1′ 5″	24.0	660
15	1′ 10″	25.0	660
16	1′ 15″	26.0	660
17	1′ 20″	26.9	660
18	1′ 25″	27.9	660
19	1′ 30″	28.9	660
20	1′ 35″	30.0	662
21	1′ 40″	31.2	661
22	1′ 45″	32.5	660
23	1′ 50″	33.8	660
24	1′ 55″	35.3	660
25	2′ 5″	37.3	663
26	2′ 10″	39.0	660
27	2′ 15″	40.0	660
28	2′ 20″	44.0	660
29	2′ 25″	46.5	660
30	2′ 30″	52.5	660
31	2′ 35″	49.5	661
32	2′ 40″	52.5	661
33	2′ 45″	56.0	662
34	2′ 50″	60.0	662
35	2′ 55″	64.5	660
36	3′	70.2	659
37	3′ 5″	76.5	659
38	3′ 10″	83.0	659
39	3′ 15″	91.0	659
40	3′ 20″	100.0	659
41	3′ 25″	108.0	662
42	3′ 30″	116.0	662
43	3′ 35″	125.0	660
44	3′ 40″	130.5	660
45	3′ 45″	137.0	660
46	3′ 50″	140.2	660
47	3′ 55″	143.6	660
48	4′	144.8	660
49	4′ 5″	146.4	660
50	4′ 10″	146.6	660
51	4′ 15″	148.0	660
52	4′ 20″	148.0	660

Tabelle 2.

Widerstand $R = 133\ \Omega$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.2	662
2	5″	7.0	662
3	10″	8.8	662
4	15″	10.3	661
5	20″	12.5	661
6	25″	14.5	661
7	30″	16.2	661
8	35″	18.0	661
9	40″	19.5	660
10	45″	21.0	660
11	50″	23.0	660
12	55″	24.4	660
13	1′	26.3	660
14	1′ 5″	28.0	660
15	1′ 10″	30.1	66[illegible]
16	1′ 15″	32.5	659
17	1′ 20″	35.8	658
18	1′ 25″	38.5	659
19	1′ 30″	42.1	659
20	1′ 35″	47.0	659
21	1′ 40″	52.5	659
22	1′ 45″	59.0	659
23	1′ 50″	66.0	662
24	1′ 55″	75.0	660
25	2′	84.5	660
26	2′ 5″	96.0	660
27	2′ 10″	108.0	660
28	2′ 15″	122.0	660
29	2′ 20″	134.0	657
30	2′ 25″	144.0	662
31	2′ 30″	150.0	660

N	Zeit	E.M.K.	Touren
32	2' 35"	155.2	660
33	2' 40"	157.6	660
34	2' 45"	158.8	660
35	2' 50"	159.6	660
36	2' 55"	159.6	660

Tabelle 3.

Widerstand $R = 121\ \Omega$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.2	661
2	5"	6.5	658
3	10"	10.0	660
4	15"	13.5	660
5	20"	17.5	660
6	25"	21.7	660
7	30"	27.3	662
8	35"	34.0	660
9	40"	44.0	660
10	45"	57.5	660
11	50"	75.0	660
12	55"	100.0	659
13	1'	130.0	659
14	1' 5"	156.0	659
15	1' 10"	172.0	659
16	1' 15"	182.0	659
17	1' 20"	187.6	659
18	1' 25"	189.2	659
19	1' 30"	191.2	659
20	1' 35"	191.2	659

Tabelle 4.

Widerstand $R = 112.5\ \Omega$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.2	660
2	5"	7.0	660
3	10"	11.0	660
4	15"	17.0	660
5	20"	24.0	660
6	25"	33.0	660
7	30"	47.0	660
8	35"	67.0	659
9	40"	98.0	659
10	45"	136.0	603
11	50"	172.0	659
12	55"	192.6	659
13	1'	201.2	659
14	1' 5"	204.8	659
15	1' 10"	206.4	659
16	1' 15"	207.2	659
17	1' 20"	207.2	659

Tabelle 5.

Widerstand $R = 105.2\ \Omega$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.2	661
2	5"	8.0	660
3	10"	13.0	660
4	15"	21.0	661
5	20"	31.0	661
6	25"	50.0	661
7	30"	81.0	661
8	35"	131.0	660
9	40"	184.0	660
10	45"	210.0	660
11	50"	216.8	660
12	55"	218.8	660
13	1'	218.8	659

Tabelle 6.

Widerstand $R = 58.2\ \Omega$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.2	660
2	5"	10.0	660
3	10"	34.0	660
4	15"	120.0	660
5	20"	264.0	658
6	25"	284.8	660
7	30"	285.2	658
8	35"	285.2	660

(II. Teil folgt.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Pupins Untersuchungen über die telephonische Übertragung.

Von L. Rellstab.

Eines der fundamentalsten Probleme der Telephonie ist die Frage, auf welche Entfernungen und mit welchem Wirkungsgrade die Energie der Sprechströme in natürlichen Leitungen mit Widerstand, Ableitung und Kapazität übertragen werden kann.

Der Wirkungsgrad wird im allgemeinen von der Frequenz des Wechselstromes abhängen, dergestalt, dass die unvermeidliche Kapazität der Leitungen einen um so schädlicheren Nebenschluss darstellt, je höher die Frequenz ist. Der Strom höherer Frequenz wird daher in der Leitung relativ mehr geschwächt als der niedrigerer Periodenzahl.

Andererseits erfordert aber eine deutliche Sprachübertragung, dass die einzelnen harmonischen Komponenten der Sprachlaute in ihrem Intensitätsverhältnis zu einander unverändert bleiben, da eben durch dieses allein die charakteristische Klangfarbe der Vokale und Konso-

nanten bestimmt ist. Folglich durfte die Kapazität der Telephonleitungen bisher ein gewisses Mass nicht überschreiten; als eine praktisch erprobte Regel, wie hoch Leitungswiderstand und Kapazität gesteigert werden dürfen, galt die Feststellung von Preece, dass das Produkt aus Widerstand und Kapazität den Wert von etwa 15000 Ohm-Mikrofarad nicht übersteigen darf, ohne dass die Verständigung wesentlich beeinträchtigt wird.

Nun war es schon längst bekannt, dass die Steigerung der an und für sich geringen Selbstinduktion der Leitungen einen günstigen Einfluss auf die Übertragung ausüben muss. So giebt u. a. Wietlisbach in seinem Handbuch der Telephonie 1899 eine ausführliche Theorie der telephonischen Übertragung und erörtert auch an rechnerischen Beispielen den Nutzen einer Vermehrung der Selbstinduktion, welche er durch Anwendung von Eisen- oder Compounddrähten bewirken will. Merkwürdigerweise verwirft Wietlisbach aber ausdrücklich gerade das Mittel, durch welches bald der amerikanische Gelehrte Prof. Pupin von der Columbia-Universität einen glänzenden Erfolg erzielte, nämlich die Verteilung einer grossen Zahl von geeigneten Drahtspulen über die Leitung hin.

Pupin gebührt also das Verdienst, ein von der Theorie längst erkanntes Prinzip durch die richtige Wahl der Hilfsmittel für grosse technische Ziele dienstbar gemacht zu haben. Er hat hierbei die Theorie in vielen Punkten weiter ausgebildet und namentlich eine Regel, nach welcher das Mass der Übereinstimmung zwischen Leitungen mit stetiger und unstetiger Verteilung der elektrischen Eigenschaften bestimmt werden kann, angegeben. Über den speziellen technischen Zweck seiner Arbeit hinausgehend hat er aber auch das allgemeine physikalische Problem der Wechselstrom-Fernleitung nach allen Seiten hin beleuchtet, neue mechanische Analogien herangezogen und seine Vorstellungen in einer überaus klaren und anschaulichen Form zum Ausdruck gebracht.

In seinen in den Transactions of the American Institute of Electrical Engineers 1899 und 1900 erschienenen Arbeiten knüpft Pupin unmittelbar an die ersten Hertzschen Wellenlängenmessungen, die das Mittel zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit boten, an. Er zeigt, wie die letztere im wesentlichen von der Fähigkeit des Leiters, Energie aufzuspeichern, abhängig ist; gäbe es ein Medium von millionenmal grösserer Dielektrizitäts- und Magnetisierungskonstante, so würde die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in dem Masse abnehmen, dass auch bei den sehr niedrigen Schwingungszahlen der Telephonströme die Wellenlänge kurz genug wird, um innerhalb des Laboratoriums beobachtet zu werden.

Pupin entwickelt nun die bekannte Theorie der Elektrizitätsbewegung in einer Doppelleitung, an deren Anfang der Geber eine ungedämpfte harmonische Wechselspannung $E \cdot \sin pt$ erzeugt. Die Leitung habe pro Längeneinheit den Widerstand R, die Selbstinduktion L, die Kapazität C. Es findet dann eine Dämpfung längs der Leitung statt, sodass in einer Entfernung x vom Empfänger Strom und Spannung die Form
$A_1 \sin(\alpha x + \Theta_1)\, e^{+\beta x} + A_2 \sin(\alpha x + \Theta_2)\, e^{-\beta x}$
haben.
Hierin ist die Dämpfungskonstante

$$\beta = \sqrt{\frac{Cp}{2}\left\{\sqrt{p^2 L^2 + R^2} - pL\right\}}$$

und die Wellenlängen-Konstante α, welche mit der Wellenlänge λ durch die Relation $\lambda = \frac{2\pi}{\alpha}$ zusammenhängt:

$$\alpha = \sqrt{\frac{Cp}{2}\left\{\sqrt{p^2 L^2 + R^2} + pL\right\}}.$$

Man erkennt leicht, dass mit wachsender Selbstinduktion die Dämpfung abnimmt; sobald $\frac{pL}{R}$ gross gegen 1 ist, wird $\beta = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}$, d. h. unabhängig von der Frequenz p. Das ist der für die Telephonie so wichtige Fall, in welchem die Obertöne in richtigem Verhältnis zu den Grundtönen übertragen werden, sodass die Leitung, nach einem Ausdruck von O. Heaviside, frei von „Distortion" wird. Nach bekannten Methoden stellt Pupin dann die Ausdrücke für den Mittelwert des Strom- und Spannungsquadrates $M(\eta^2)$ und $M(V^2)$ längs der Linie her. Dieselben sind in sehr einfacher Weise anschaulich darstellbar. In Fig. 1 ist die Grösse $M(\eta^2)$ in ihrem Verlaufe längs einer Doppelleitung mit C, R, L ohne Empfänger (stark ausgezogen) dargestellt. Man erhält sie aus einer Kettenlinie x, y, z, y, x, der eine Sinuslinie x, u, z, w übergelagert ist.

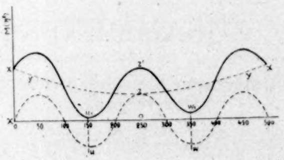

Fig. 1.

Wir erhalten also zwar nicht in aller Strenge, aber näherungsweise stehende Wellen, und können durch Ermittelung von $M(\eta^2)$ längs der Leitung die Wellenlänge feststellen.

Interessant ist nun, nach welchen Gesetzen sich diese Kurve ändert, wenn an das Ende

der Doppelleitung (Mitte der Figur) ein Empfangsapparat mit hoher Selbstinduktion (z. B. 1 Henry) angeschlossen wird. Die jetzt erhaltene Kurve zeigt Fig. 2. Sie geht hervor aus zwei Kettenlinien und zwei verschiedenen Sinuswellen und die Resultierende zeigt gegen das Ende der Leitung hin eine tiefe Depression, es kommt jetzt vergleichsweise sehr viel weniger Strom an der Empfangsstelle an. Die hier eingeschaltete Selbstinduktion wirkt gewissermassen reflektierend und der Wirkungsgrad der Übertragung ist gering.

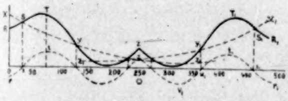

Fig. 2.

Während also die absolut gleichförmig verteilte Selbstinduktion der Leitung die Grösse des ankommenden Stromes erhöht, wirkt die Selbstinduktion am Ende höchst ungünstig. Wie gestaltet sich nun der Übergang zwischen diesen Extremen? Wie wird die Sache, wenn wir, statt eines Henry am Ende, 2mal 0,5 Henry oder 4mal 0,25 Henry über die Leitung verteilen, und so fort? Bei welchen Abständen der einzelnen Selbstinduktionsspulen voneinander beginnt die Unterteilung der Selbstinduktion günstig zu wirken?

Diese Fragen hat Pupin umfassend beantwortet. Er vergleicht eine netzförmige Leitung mit Induktionsspulen a, b, c, nach Schema Fig. 3,

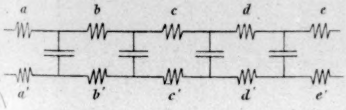

Fig. 3.

welche also Kapazität, Widerstand und Selbstinduktion ungleichförmig verteilt enthält, mit einer gleichförmigen Leitung, die dieselben Werte pro Längeneinheit aufweist. Es zeigt sich, dass das Verhältnis der Spulenabstände zur Wellenlänge massgebend ist für die Ähnlichkeit zwischen der gleichförmigen und ungleichförmigen Linie.

Wird die Selbstinduktion so verteilt, dass auf jede halbe Wellenlänge mehr als eine Spule entfällt, so beginnt die Ähnlichkeit zwischen beiden Leitungsformen, und sie wächst sehr schnell, sobald eine grössere Zahl von Spulen auf eine halbe Wellenlänge kommen.

Der Grad der Annäherung kann exakt ausgedrückt werden. Die Pupinsche Regel hierfür lautet: Wenn m Spulen auf die Wellenlänge entfallen, so stimmt die Verteilung der Elektrizität, ausgedrückt durch die Konstanten α und β, in der gleichförmigen und der ungleichförmigen Leitung in dem Masse überein, wie $\sin\frac{\pi}{m}$ und $\frac{\pi}{m}$ vertauschbar sind.

Diese elektrischen Verhältnisse finden nun eine genaue und weitgehende Analogie in dem Verhalten eines gespannten Drahtes, dessen eines Ende fest ist, während das andere durch eine Stimmgabel in Transversalschwingungen versetzt wird. Die Luftreibung des Drahtes entspricht hier dem elektrischen Leitungswiderstand, der reziproke Wert der Drahtspannung der Kapazität, die träge Masse des Drahtes der Selbstinduktion. Ist die Luftreibung gross und der Draht schlaff, so entspricht das einer Telephonleitung von hohem R und C, die Dämpfung ist dann sehr gross, die von der Stimmgabel ausgesandten Schwingungen kommen am fernen Ende äusserst geschwächt an. Vermehren wir die träge Masse, ohne die Luftreibung zu erhöhen (Steigerung der Selbstinduktion), indem wir z. B. einen Aluminiumdraht durch einen Platindraht ersetzen, so braucht der schwingende Draht, um dieselbe kinetische Energie aufzunehmen, eine sehr viel kleinere Geschwindigkeit, folglich wird der Verlust durch Reibungsarbeit kleiner, daher wird mehr Energie durch den Draht übertragen. Die Schwingungen pflanzen sich in diesem Falle kräftiger fort, und es bilden sich stehende Wellen aus.

Suchen wir nun bei dem leichteren Aluminiumdraht dasselbe zu erreichen, indem wir eine träge Masse an einer Stelle an ihn anhängen, so werden die Schwingungen an dieser zum grössten Teil reflektiert, die Masse wirkt im wesentlichen ungünstig für die Energieübertragung. Zerteilen wir dieselbe Masse in einige Teile, so wird immer noch annähernd dasselbe stattfinden. Wenn aber die Unterteilung so weit geht, dass mehrere einzelne Massen auf die Wellenlänge entfallen, so wird eine günstige Wirkung erzielt, und wenn eine Anzahl von 10 oder 20 Masseteilchen auf jede Wellenlänge entfällt, so wird eine weitere Unterteilung kaum noch Änderungen des Schwingungsverlaufes hervorbringen.

Hieraus lassen sich nun für die praktische Telephonie wichtige Folgerungen ziehen. Um die Dämpfung in einer langen Leitung zu vermindern, muss man die Selbstinduktion der Leitung erhöhen. Am besten wäre es natürlich, diese Selbstinduktion ganz gleichförmig zu verteilen, etwa indem man den Draht mit Eisen umhüllt. Gesetzt, dies sei ausgeschlossen, kann die Verbesserung der Leitung nicht dadurch erfolgen, dass man eine oder wenige Spulen hoher Selbstinduktion in die Leitung einschaltet;

vielmehr muss eine so grosse Zahl von Spulen angewendet werden, dass auf die Wellenlänge des höchsten zu übertragenden Tones noch eine Mehrzahl von Spulen entfällt? Selbstverständlich ist nebenbei die Bedingung zu erfüllen, dass der Ohmsche Widerstand der Spulen den kilometrischen Leitungswiderstand nicht wesentlich erhöhe. Es muss dann aber gelingen, die Intensität des am Fernort ankommenden Stromes ganz ausserordentlich zu steigern.

Wir gehen damit zu den experimentellen Arbeiten Pupins über. Er konstruierte verschiedene Modelle von Leitungen mit C, R, L, die hinsichtlich der beiden ersten Grössen den erstklassigen amerikanischen Telephon-Fernleitungen entsprachen. Als Stromquelle diente eine dreissigpolige Wechselstrommaschine, die z. B. 600 Perioden per Sekunde lieferte. Der Strom war von vornherein nicht sinusförmig, die harmonischen Oberschwingungen wurden aber abgedrosselt, indem man einen auf die Grundschwingung der Maschine abgestimmten Resonanzkreis bildete, und diesen mittels Transformators auf die künstliche Leitung wirken liess. Es wurden dann Strom und Spannung längs der letzteren an vielen Stellen mit dem Elektrodynamometer und dem Thomsonschen Multicellularelektrometer gemessen. Ferner wurden auch die linearen Mittelwerte $[M(\eta)]$ des Stromes längs der Leitung mittels eines rotierenden Kontaktmachers von Townsend gemessen, so dass man ein Bild der längs der Linie bestehenden Elektrizitätsverteilung erhielt.

Die künstlichen Leitungen, an denen diese Messungen geschahen, waren verschiedenartig hergestellt. Eins der Modelle verwirklichte die gleichförmige Verteilung von Kapazität und Widerstand in der Weise, dass über jede Wicklungslage der den Leitungswiderstand verkörpernden Drahtrollen eine Stanniolhülle gelegt war; sämtliche Stanniolhüllen aller Widerstandsrollen waren untereinander leitend verbunden, und stellten die natürliche Erdoberfläche dar, während die Drahtoberfläche die zweite Belegung bildete.

Dies Modell hielt nur eine Spannung von etwa 300 Volt aus. Bei einer zweiten künstlichen Leitung war die Durchschlagsgefahr sehr vermindert, die Kapazität wurde durch eine sehr grosse Zahl einzelner kleiner Kondensatoren verkörpert, so dass allerdings eine absolut stetige Verteilung nicht stattfand. Bei einer dritten Leitung endlich waren R und C wieder vollkommen stetig verteilt, was in folgender Weise bewirkt wurde: auf ein Blatt paraffiniertes Papier wurden beiderseits mäanderförmige Stanniolstreifen aufgeklebt, wie Fig. 4 zeigt. Auf ein solches Blatt entfiel eine Streifenlänge mit 9 Ω Widerstand und 0,074 Mi Kapazität,

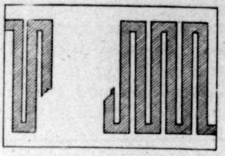

Fig. 4.

entsprechend einer Telephonkabelleitung von etwa einer englischen Meile. Es standen Pupin 250 Meilen solcher Leitung zur Verfügung. In passenden Abschnitten, etwa von je einer Meile, waren Induktanzrollen (ohne Eisen) eingeschaltet, die nach Bedarf kurzgeschlossen werden konnten. Ebenso waren geeignete Vorrichtungen getroffen, um die Messinstrumente an vielen Punkten der Leitung zur Vornahme von Strom und Spannungsmessungen einschalten zu können.

An diesen Leitungen wurden nun erstens die Grössen $M(\eta^2)$ und $M(V^2)$ experimentell ermittelt; ihre Änderung längs der Leitung wurde genau der Theorie und den Fig. 1 und 2 entsprechend gefunden. Die sozusagen reflektierende Wirkung einer grossen Selbstinduktionsspule von 1 Henry am Ende der Schleife zeigte sich aufs deutlichste; diese Erscheinung konnte auch bei einer Vielzahl von Induktionsrollen noch genauer mittels des rotierenden Kontaktmachers verfolgt werden. Fig. 5 zeigt

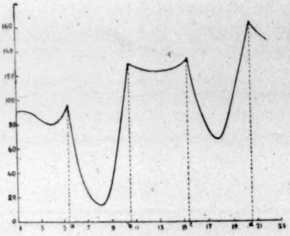

Fig. 5.

den Verlauf der Grösse $M(\eta)$ längs eines Stückes der Leitung, wenn an den Stellen a, b, c, d, grössere Induktanzrollen eingeschaltet werden. Jede Rolle bringt einen auffallenden scharfen Knick hervor. Würde man dieselbe Selbstinduktion statt in einer Rolle, auf 10 Rollen verteilt anbringen, so nähme die Kurve eine regelmässige Wellenform, ähnlich wie in Fig. 1, an.

Telephonische Sprechversuche an diesen Leitungen bestätigten ebenfalls die theoretischen Erwägungen vollkommen. Ohne Induktanzrollen hörte beispielsweise die Verständigung bei 110 englischen Meilen (des dritten Modells)

vollständig auf. Schaltete man die erforderliche Selbstinduktion in Form weniger grosser Spulen ein, so entstand eine Verzerrung der Wellen, die Sprache wurde ganz unverständlich, da nur die tiefsten Töne, und diese überlaut, empfangen wurden. Bei einer der Theorie entsprechenden Unterteilung liess sich dagegen eine ausgezeichnete Verständigung durch das ganze Kabel herstellen.

Um dieses Resultat nun für natürliche Leitungen zu verwerten, muss berechnet werden, wie gross bei gegebener Leitungslänge, bei gegebenem Widerstand R und Kapazität C pro Längeneinheit die erforderliche kilometrische Selbstinduktion ausfällt, und wieviel Spulen man auf 1 km Leitung verteilen muss, damit bei den höchsten für die Sprechverständigung wichtigen Frequenzen noch eine günstige Wirkung erzielt wird. Die höchste für die Sprache noch wichtige Periodenzahl kann vielleicht zu etwa 1500 per Sekunde angenommen werden, wir setzen

$$p = 2\pi n = 10000.$$

Um ein Beispiel zu geben, so möge für eine oberirdische Telephonleitung von 3000 km Länge $R = 4\ \Omega$ und $C = 0{,}01\ Mi$ sein. Die natürliche Selbstinduktion soll in erster Annäherung vernachlässigt werden.

Die Dämpfungskonstante

$$\beta = \sqrt{\frac{CpR}{2}}$$

beträgt dann 0,014, die Gesamtdämpfung $e^{-42,3}$ d. h. eine Zahl von Grössenordnung 10^{-18}, es kommt also praktisch von dem entsandten Strom nichts mehr an.

Pupin nimmt nun an, dass für telephonische Zwecke eine Gesamtdämpfung von $e^{-1,5}$ ein befriedigender Wert sei. Es muss also β so klein gemacht werden, dass $\beta \times$ Leitungslänge $= 1{,}5$, oder in unserem Falle $\beta = 5.10^{-4}$ wird. Sofern nun die einzuschaltende Induktanz L so gross ausfällt, dass R gegen pL vernachlässigt werden kann, so hat man für β die einfache Formel

$$\beta = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} = 5.10^{-4}.$$

Nun ist zu berücksichtigen, dass der Leitungswiderstand R wegen der einzuschaltenden Induktanzrollen etwas wächst, nehmen wir daher, um dem Rechnung zu tragen, $R = 4{,}6\ \Omega$. Es ergiebt sich dann eine Selbstinduktion von $L = 0{,}212$ Henry. Nehmen wir ungünstigen Falles p auch nur zu 1000 an, so ist $pL = 212$, $R = 4{,}6$, also verschwindet R in der That gegen pL.

Um die Wellenlänge zu berechnen, nehmen wir p wieder möglichst ungünstig, also diesmal recht hoch, zu 10000 an. Es ergiebt sich unter der nämlichen Voraussetzung:

$$\lambda = \frac{2\pi}{p\sqrt{CL}} = 13{,}65 \text{ km}.$$

Auf die halbe Wellenlänge müssen nun aber einige Induktionsspulen entfallen, damit die Wirkung der Selbstinduktion eine günstige sei. Setzen wir beispielsweise 10 Spulen für die ganze Wellenlänge an, so ist die Selbstinduktion l einer Spule:

$$l = \frac{L\lambda}{10} = 0{,}29 \text{ Henry}.$$

Es müssen also Spulen von $0{,}81\ \Omega$ und 0,29 Henry hergestellt und etwa in je 1,3 km Entfernung voneinander eingeschaltet werden.

Die Ähnlichkeit zwischen dieser Leitung und einer Leitung mit absolut stetiger Verteilung ist dann durch die Grösse

$$\sin\frac{\pi}{10} : \frac{\pi}{10}$$

gegeben.

Eine äusserst wichtige praktische Frage ist nun, ob man die Induktanzspulen mit oder ohne Eisen konstruieren soll. Im ersten Falle würden sie natürlich weit billiger und kleiner werden. Aber man hat bei den hohen Periodenzahlen besondere Rücksicht auf den Wirbelstromverlust im Eisen (der wie eine Vermehrung des Ohmschen Leitungswiderstandes wirkt) zu nehmen, und muss daher eine äusserst feine Unterteilung vornehmen. Pupin glaubt, mit Eisenkernen von allerfeinstem Draht diese Bedingung so weit erfüllen zu können, dass bei submarinen Kabeln die Induktanzrollen innerhalb der Bewehrung unterbringbar sind.

An die Arbeiten Pupins knüpfen sich nun bereits weitere Forschungen, welche das dargelegte Prinzip teils erweitern, teils beschränken. So zeigt E. F. Röber in Electrical World and Engineer 1901, S. 440, dass Pupins Anordnung der Induktanzrollen nur ein Spezialfall ist, der mit zwei anderen bereits viel früher beschriebenen resp. patentierten Schaltungen von S. P. Thomson und C. J. Reed zusammengestellt werden muss. Fig. 6a u. 6b zeigen diese beiden Systeme. Thomson schaltet Induktanzrollen in angemessenen Abständen einfach quer über die Schleife, Reed zerlegt die Leitung durch Transformatoren in viele Unterabschnitte. Wenn man bedenkt, dass der Kern der Methode in der Aufspeicherung elektrokinetischer Energie längs der Leitung liegt, so ist die generelle Übereinstimmung aller drei Systeme klar.

Röber zeigt nun, dass die Pupinsche Regel auch für die Schaltungen von Thomson und Reed gilt, sofern man durch eine mathematische Fiktion passend definiert, was unter einer äquivalenten gleichförmigen Leitung im

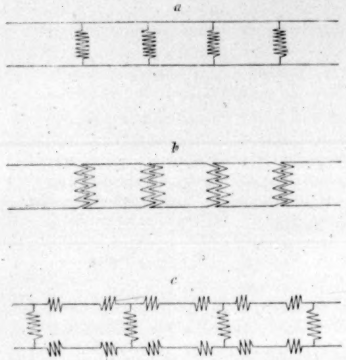

Fig. 6.

Falle der Fig. 6a und 6b zu verstehen sei. Er zeigt ferner, dass die Schaltung von Reed gewissermassen die allgemeinste ist, insofern sie elektrisch einer in Fig. 6c dargestellten vierten Anordnung äquivalent ist, bei welcher sowohl in der Leitung selbst als quer dazu Induktanzrollen eingeschaltet sind (vgl. z. B. Steinmetz, Wechselstromerscheinungen. Deutsche Ausg., S. 205). Aus dieser Schaltung erhält man die Pupinsche durch Weglassung der quer geschalteten, die Thomsonsche durch Weglassung der in die Leitung selbst eingeschalteten Drosselspulen.

Während aber bei allen drei Systemen durch die Induktanzrollen der Wirkungsgrad der Übertragung gesteigert werden kann, bietet anscheinend nur die Pupinsche Form die Möglichkeit, die Leitung innerhalb sehr weiter Grenzen distortionsfrei zu machen, so dass für die Telephonie vorwiegend diese Schaltung in Frage kommt.

Auf eine praktisch sehr wichtige Beschränkung des Prinzips hat dagegen F. Breisig (E.T.Z. 1901, S. 1029) hingewiesen, insofern er die von Pupin unberücksichtigte unvollkommene Isolation einer jeden natürlichen Leitung in Rechnung zieht. Da zeigt sich nun, dass eine Verbesserung der Sprechverständigung durch Einschaltung der Induktanzrollen nicht mehr stattfindet, sobald die Ableitung einen gewissen kritischen Wert erreicht. Wenn man sich diesem Punkte nähert, so wächst die erforderliche Selbstinduktion derart, dass es bald unmöglich erscheint, die Rollen ohne wesentliche Zunahme des Ohmschen Widerstandes herzustellen. Bezeichnet man die Ableitung pro Längeneinheit mit A, so nimmt die Dämpfungskonstante β nur so lange ab, als noch

$$L < \frac{CR}{A}$$

und zwar nimmt β im Grenzfalle den Wert

$$\beta = \sqrt{A \cdot R}$$

an. Wenn also die Ableitung A grösser ist, als $\frac{\beta^2}{R}$, so kann man die geforderte Dämpfung β auf keine Weise erreichen.

Wir wollen dies auf das vorher gewählte Zahlenbeispiel anwenden. Es wurde dort gefordert: $\beta = 5 \cdot 10^{-4}$, R war gleich 4,6, also durfte die Ableitung höchstens den Wert $5{,}43 \cdot 10^{-8}$ haben. Liegt also der wahre Wert der Isolation höher als 18,4 Megohm per km, so wird eine Verbesserung durch Selbstinduktionsspulen erreichbar, sonst nicht. In der That ist damit eine sehr hohe Anforderung an die Güte der Isolation gestellt.

Für jeden natürlichen Leitungsdraht und jede gegebene Isolation lässt sich somit eine äusserste Länge angeben, bei welcher das Pupinsche Verfahren noch anwendbar ist. Breisig zeigt, dass z. B. für eine gegebene Isolation von 1 Megohm per km diese Grenzlänge beträgt:

für Bronzedraht von 2 m/m : 612 km
„ „ „ 3 m/m : 932 km
„ „ „ 4 m/m : 1220 km.

Die Deutsche Reichs-Postverwaltung hat die Pupinsche Erfindung sogleich in die Praxis übertragen. Die Kabelleitung Berlin—Potsdam und die oberirdische Fernleitung Berlin—Magdeburg wurden von der Firma Siemens & Halske mit Induktanzrollen ausgerüstet. Über die an diesen Leitungen angestellten Sprechversuche und Messungen berichten neuerdings die Herren Dolezalek und Ebeling in E. T. Z. 1902, S. 1259. Von besonderem Interesse war hierbei der direkte Vergleich mit den Leistungen der parallel laufenden normalen Kabeladern resp. Fernleitungen. In dem 56-adr. 1 mm Kabel Berlin—Potsdam (32,5 km) war die Hälfte der Doppeladern mit Spulen ausgerüstet, die im Abstand von je 1300 m verlegt waren und je einen Widerstand von 4,1 Ohm und eine Selbstinduktion von 0,062 Henry besassen. Es konnten nun eine Reihe solcher Doppeladern in Serie geschaltet werden. Auf eine Länge von 162,5 km erlosch die Verständigung auf dem normalen Kabel vollständig, dagegen war mit dem induktionsreichen Kabel noch über 422,5 km ein Verkehr möglich. Für die Freileitungsversuche wurde eine 150 km lange 2 mm starken Bronzeleitung mit Spulen (von 6 Ohm und 0,08 Henry) in je 4 km Entfernung ausgerüstet. Die Sprechübertragung war weitaus besser als bei einer normalen 180 km langen, 3 mm starken Bronzeleitung zwischen den gleichen Orten.

Ausserdem wurden mit Wechselströmen von 400 bis ca. 1000 Perioden mit Hilfe eines Spiegeldynamometers genaue Messungen über die Grösse des abgehenden und ankommenden

Stromes gemacht. Ferner wurde an normalen Fernsprechkabeln von 28 km Länge der Einfluss des Spulenabstandes, während die kilometrische Impedanz konstant gehalten wurde, studiert. Es ergab sich wiederum die vollkommenste Bestätigung der Theorie. Von einem gewissen Spulenabstand an fällt die Grösse des am Fernort ankommenden Stromes rapid, und zwar weit stärker, als wenn überhaupt keine Spulen eingeschaltet wären. Alsdann tritt also Reflexion der Wellen an den Spulen oder, wenn man den Strom am Fernort in Betracht zieht, eine Drosselung ein. Bezieht man die Anzahl der Spulen auf die Wellenlänge, so zeigt sich aufs schärfte, dass bei weniger als 2—3 Spulen pro Wellenlänge eine geradezu ungünstige Wirkung erzielt wird.

Es sollen gegenwärtig Versuche in noch grösserem Massstabe auf einer Fernleitung Berlin-Frankfurt a. M. im Gange sein.

Im Anschluss hieran möge noch kurz über parallele Bestrebungen berichtet werden, welche dahin gehen, in Kabeln eine absolut gleichmässig verteilte Selbstinduktion herzustellen. Das Kabelwerk Rheydt, A.-G., hat vor kurzem ein Fernsprechkabel für die Reichstelegraphenverwaltung zwischen Düsseldorf und Elberfeld verlegt, bei welchem nach Breisigs Bericht (E.T.Z. 1901, S. 1046) die Selbstinduktion sowohl durch Einhalten eines grösseren Abstandes zwischen den Zwillingsadern jeder Doppelleitung, als auch durch spiralige Umwickelung der Kupferdrähte mit Eisendraht wesentlich gesteigert wurde. Es wurde dabei die Selbstinduktion von 0,00380 Henry pro km erreicht, bei einer Doppelader ohne Eisenbewickelung 0,00296, während bei Fernsprechkabeln mit Doppelleitungen der gewöhnlichen Bauart nach Breisig kein experimentell nachweisbarer Betrag von Selbstinduktion erhalten wurde. Übrigens zeigte sich, dass man sich durch das Kabel mit erhöhter Selbstinduktion auf eine Entfernung von 96 km verständigen konnte, was ein deutlicher Beweis für die günstige Wirkung der Selbstinduktion ist.

In gleicher Richtung bewegen sich auch die Versuche von Krarup (E.T.Z. 1902, S. 345), durch eine Umwickelung aus feinem Eisendraht ein Fernsprechkabel möglichst hoher Induktion herzustellen. Krarup erreicht dabei noch bedeutend höhere Werte (bis 0,01 Henry) der Selbstinduktion pro km, und zwar wohl hauptsächlich infolge des grösseren Abstandes der Adern der Doppelleitung voneinander.

Dementsprechend befürwortet Krarup die Herstellung von submarinen Telephonkabeln nach diesem Konstruktionsprinzip.

Zusammenfassend können wir daher feststellen, dass sich für die praktische Telephonie jetzt zwei Wege eröffnen, um den Wirkungsgrad der Übertragung, und damit den Aktionsradius des Telephons überhaupt zu vergrössern: Erstens die Einschaltung vieler, geeignet dimensionierter Induktanzrollen — für Luftlinien ohne Eisen, für Kabel mit fein unterteiltem Eisenkern — wobei die Pupinsche Regel für die Spulenabstände massgebend ist; zweitens die Vergrösserung der stetig verteilten Selbstinduktion von Zwillingsadern in Kabeln, einerseits durch Eisenbeklöppelung, andererseits durch Vergrösserung des gegenseitigen Abstandes der Zwillingsadern. In beiden Fällen beschränken die Isolationsmängel der Leitung die Wirksamkeit des Prinzips, wobei allerdings zu berücksichtigen ist, dass man bei Kabeln mit Leichtigkeit weit höhere Isolationswerte erreichen kann als bei oberirdischen Leitungen.

In wirtschaftlicher Hinsicht lassen sich die neuen Methoden auch dahin zusammenfassen, dass es jetzt möglich ist, bei dem gleichen telephonischen Wirkungsgrade die Leitung mit einem geringeren Kupferaufwand herzustellen.

Wieweit die dargelegten Methoden auch in der Telegraphie anwendbar sind, wird voraussichtlich sehr von dem jeweilig benutzten Telegraphiersystem abhängen. Wesentliche Vorteile bieten die Induktanzleitungen offenbar dann, wenn mit längeren Serien reiner Sinuswellen telegraphiert wird, wie beispielsweise bei dem Mercadierschen Multiplextelegraphen. Wo es sich dagegen, wie z. B. bei den meisten modernen Schnell- oder Mehrfachtelegraphen, dem Baudot-, dem Rowland, dem Pollak-Virág-, dem Synchronographen, um verstümmelte oder verzerrte harmonische Wellen handelt, da bleibt es einstweilen noch unentschieden, ob die zeitliche Form des abgehenden Stromes auf Induktanzleitungen getreu übertragen werden kann, oder ob die freien Eigenschwingungen der Leitung (die Pupin übrigens mathematisch entwickelt hat) den ankommenden Strom gewissermassen entstellen und unkenntlich machen.

Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

Auerbach, Felix, Die Grundbegriffe der modernen Naturlehre. Mit 79 Figuren im Text. (Aus Natur und Geisteswelt, Bd. 40.) kl. 8. IV u. 156 S. 1902. Leipzig, B. G. Teubner. Gebunden M. 1,25.

Behrend, Gottlieb, Die Abwärme-Kraftmaschine. (System Behrend Zimmermann.) Verfahren, mechanische Arbeit durch Abwärme zu erzeugen, sowie eine wesentliche Erhöhung des thermischen Wirkungsgrades der Dampfmaschine. Vier Vorträge. gr. 8. V u. 32 S. 1902. Halle a. S., Wilhelm Knapp. M. 1,—.

Blaschke, Paul, Electrical dictionary. English-german-french. gr. 8. VI u. 226 S. (Band III des Wörterbuchs der Elektrotechnik von Paul Blaschke.) 1902. Leipzig, S. Hirzel. Gebunden M. 5,—.

Borchers, W., Elektro-Metallurgie. Die Gewinnung der Metalle unter Vermittlung des elektrischen Stromes. Dritte

vermehrte und völlig umgearbeitete Auflage. Erste Abtheilung. Mit 169 Text-Abbildungen. gr. 8. IV u. 288 S. 1902. Leipzig, S. Hirzel. M. 9,—.

Carnot, Ladi, (Ancien élève de l'Ecole Polytechnique). Réflexions sur la puissance matrice du feu et les machines propres à développer cette puissance. Réimpression facsimilé conforme à l'édition originale de 1824. 8. IV, 116 et IV p. 1903. Paris, 6, rue de la sarbonne, A. Hermann.

Cupron-Element, Das, dessen Konstruktion, Wirkungsweise und Anwendungsfähigkeit. 8. 16 S. 1903. Leipzig-Plagwitz, Ziegelstrasse 19. Umbreit & Matthes.

Gerdes, Peter, Einführung in die Elektrochemie. Nach der elektrolytischen Dissociationstheorie bearbeitet. Mit 48 in den Text gedruckten Abbildungen. 8. VIII u. 124 S. 1902. Halle a. S., Wilhelm Knapp. M. 4,—.

Heilbrunn, Richard, Elementare Vorlesungen über Telegraphie und Telephonie Mit zahlreichen in den Text gedruckten Abbildungen. Lieferung 2. gr. 8. Seite 65—128. 1902. Berlin, Georg Siemens. M. 1,60.

Holm, E., Das Objektiv im Dienste der Photographie. Mit zahlreichen Textfiguren und Aufnahmen. gr. 8. 142 S. 1902. Berlin, Gustav Schmidt. Gebunden M. 2,—.

Hoppe-Husmann, Anfangsgründe der Physik mit Einschluss der Chemie und mathematischen Geographie. 27. Auflage des ursprünglichen Werkes. Ausgabe B in zwei Lehrgängen. Neu herausgegeben und bearbeitet von A. Husmann. I. Teil. Vorbereitender Lehrgang. 6. Auflage. Mit 176 in den Text eingedruckten Holzschnitten. gr. 8. VIII u. 226 S. 1903. Essen, G. D. Baedeker. Gebunden M. 2,20.

Hoernes, Hermann, Lenkbare Ballons. Rückblicke und Aussichten. Mit 84 Figuren im Text, 6 lithographierten Tafeln und zahlreichen Tabellen. gr. 8. XII u. 359 S. 1902. Leipzig. Wilhelm Engelmann. M. 15,—.

Jahrbuch der Elektrochemie. Begründet und bis 1901 herausgegeben von W. Nernst und W. Borchers. Berichte über die Fortschritte des Jahres 1901. Unter Mitwirkung der Herren P. Askenasy-Karlsruhe, W. Borchers-Aachen, K. Elbs-Giessen, F. Harms-Würzburg, F. von Kügelgen-Aachen, M. Mugdan-Breslau herausgegeben von Heinrich Danneel. VIII. Jahrgang. Mit 226 Figuren. gr. 8. IX u. 725 S. 1902. Halle a. S., Wilhelm Knapp. M. 24,—.

Kirschmann, A., Die Dimensionen des Raumes. Eine kritische Studie. gr. 8. 112 S. 1902. Leipzig, Wilhelm Engelmann. M. 2,—.

Klimpert, R., Entstehung und Entladung der Gewitter, sowie ihre Zerstreuung durch den „Blitzkamm" (Fulgura frango). Eine meteorologische Betrachtung. kl. 8. VI u. 203 S. 1902. Bremerhaven, L. von Vangerow. Gebunden M. 2,—.

Le Blanc, Max, Die Darstellung des Chroms und seiner Verbindungen mit Hilfe des elektrischen Stromes. (Monographien für angewandte Elektrochemie. III. Band.) gr. 8. VII u. 109 S. 1902. Halle a. S., Wilhelm Knapp. M. 6,—.

Ostwald's Klassiker der exakten Wissenschaften kl. 8. Gebunden. Leipzig, Wilhelm Engelmann.

No. 131. Michael Faraday, Experimental-Untersuchungen über Elektricität. (Aus dem Philosoph. Transact. f. 1838.) Herausgegeben von A. J. von Oettingen. XIV. u. XV. Reihe. Mit 2 Figuren im Text. 48 S. 1902. M. —,80.

No. 132. Thomas Andrews, Ueber die Continuität der gasförmigen und flüssigen Zustände der Materie und über den gasförmigen Zustand der Materie. On the continuity of the gaseous and liquid states of matter. Philosophical transactions of R. S. of London. Vol. 159, 1869, pgs. 575—589 and on the gaseous state of matter. Vol. 166, 1876, pgs. 421—449, herausgegeben von Arthur von Oettingen und Kenji Tsuruta aus Japan. Mit 12 Figuren im Text und in den Anmerkungen. 82 S. 1902. M. 1,40.

Partig, Gustav, Das Weltgesetz des kleinsten Kraftaufwandes in den Reichen der Natur. I. Band: In der Mathematik, Physik und Chemie. gr. 8. XII u. 332 S. 1903. Stuttgart, Max Kielmann. M. 8,—.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Berufen wurde: der Professor der theoretischen Physik an der Universität Würzburg Des Coudres an die Universität Leipzig als Nachfolger Boltzmanns; der Privatdozent für Physik an der Göttinger Universität, Dr. phil. Walter Kaufmann, als a. o. Professor an die Universität in Bonn als Nachfolger des in den Ruhestand tretenden a. o. Professors der theoretischen Physik Lorberg; der Meliorations-Bauinspektor Quirll-Osnabrück, als etatsmässiger Professor für Wasserbau an die Technische Hochschule in Aachen.

Ernannt wurden: der Privatdozent an der Technischen Hochschule zu Dresden, Ernst Lewicki, Diplom-Ingenieur für Maschinenbau und Adjunkt im Maschinenlaboratorium A (für Dampf und Wassermaschinen) zum ausseretatsmässigen a. o. Professor in der mechanischen Abteilung; der Privatdozent der Chemie und Hüttenkunde an der Technischen Hochschule Dr. Stavenhagen in Berlin zum etatsmässigen Professor an der Bergakademie daselbst; der Oberingenieur J. Zvonicek-Prag zum o. Professor des Maschinenbaues an der böhmischen Technischen Hochschule in Brünn.

Den neubegründeten Lehrstuhl für organische Chemie am University College London erhielt Professor Collie; Professor Callendar (Physik) ging an das Roy. College of Science über, sein Nachfolger am University College wurde Professor Trouton.

Dem Privatdozent Dr. Matthes an der Universität Jena wurde der neue Lehrstuhl für Pharmazie und Nahrungsmittelchemie übertragen.

An der Universität Greifswald habilitierte sich Dr. O. Berg für Physik.

In der philosophschen Fakultät an der Universität in Kiel wurde der Assistent an der dortigen Sternwarte, Dr. phil. Ernst Grossmann, als Privatdozent aufgenommen.

Die Lehrbefugnis des Privatdozenten Dr. Vaubel an der Technischen Hochschule Darmstadt ist von der theoretischen auf die gesamte Chemie erweitert worden.

Die diesjährigen Nobelpreise haben erhalten für Medizin: Dr. Ronald Ross-Liverpool; für Chemie: Professor Emil Fischer-Berlin; für Physik: Professor Lorentz-Leiden und Professor Zeeman-Amsterdam, jeder zur Hälfte; für Litteratur: Professor Mommsen-Berlin.

Die Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen wählte den Direktor des Meteorologischen Instituts, o. Professor der Universität Berlin, Dr. Wilhelm v. Bezold und den Professor am Gymnasium zu Wolfenbüttel, Dr. Julius Elster, zu auswärtigen Mitgliedern ihrer mathematisch-physikalischen Klasse.

Dem etatsmässigen Professor an der Technischen Hochschule in Aachen Dr. Borchers ist der Charakter als Geh. Regierungsrat, den ständigen Mitarbeitern bei dem Geodätischen Institut bei Potsdam Dr. Andreas Galle, Ludwig Haasemann und Dr. Oskar Hecker das Prädikat Professor verliehen worden.

Geh. Regierungsrat Riedler, Professor an der Technischen Hochschule zu Berlin, wurde von der Deutschen Technischen Hochschule in Prag zum Ehrendoktor der technischen Wissenschaften ernannt.

In London starb der Physikochemiker Gladstone, in Braunschweig der ordentliche Professor für Maschinenbau und Maschinenkonstruktion an der Technischen Hochschule zu Braunschweig, Geh. Hofrat Georg Querfurth, am 27. November v. J.; der Geh. Regierungsrat und Professor der Chemie an der königl. Technischen Hochschule in Berlin Dr. Friedrich Rüdorff.

Berichtigungen.

In der Arbeit von Lad. Gorczyński, Heft 5, S. 155, Spalte 2, Zeile 10 v. u. soll es statt „Jouberts" Joubins heissen.

In der Arbeit von Chabot, Heft 6, S. 190, Spalte 1, Zeile 14 v. u. soll es statt „13" 14 heissen.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.